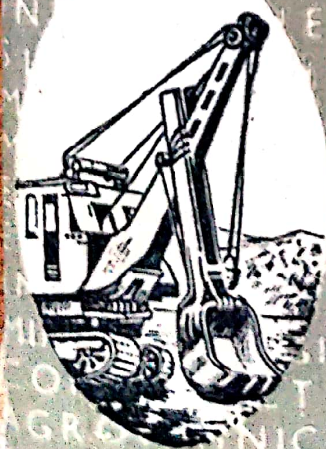
ACADEMIA REPUBLICII POPULARE ROMÎNE
INSTITUTUL DE STUDII ROMÎNO-SOVIETIC

BIBLIOTECA ANALELOR ROMÎNO-SOVIETICE
SERIA TEHNICĂ nr. 46

SEMICONDUCTORI

TRADUCERI DIN LITERATURA SOVIETICĂ DE SPECIALITATE



EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII POPULARE ROMÎNE



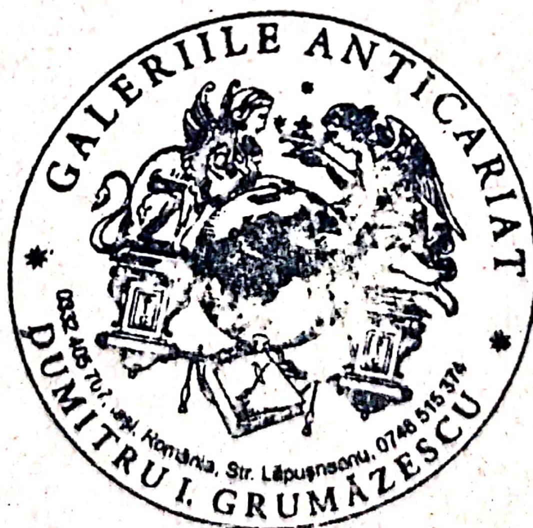
ACADEMIA REPUBLICII POPULARE ROMÎNE
INSTITUTUL DE STUDII ROMÎNO-SOVIETIC
BIBLIOTECA ANALELOR ROMÎNO-SOVIETICE

SERIA TEHNICĂ Nr. 46

SEMICONDUCTORI

Traduceri din literatura sovietică de specialitate

L. L. KORENBLIT și T. I. ȘRAIFELD; A. I. GUBANOV; B. M. VUL; B. T. KOLOMIEȚ și N. A. GORIUNOVA; T. A. KONTOROVA; M. A. CERNEAKOVA și A. F. CIUDNOVSKI; M. F. DEIGHEN; K. B. TOLPÎGO și I. G. ZASLAVSKAIA; A. I. DRABKIN; M. S. SOMINSKI



1956

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII POPULARE ROMÎNE

CU PRIVIRE LA TEORIA SEMICONDUCTORILOR BUNI CONDUCTORI*)

I. ECHILIBRUL GAZULUI ELECTRONIC ÎN SEMICONDUCTORI

de L. L. KORENBLIT şi
T. I. ŞRAIFELD

INTRODUCERE

Din clasa semiconductorilor buni conductori (numiţi şi semiconductori de tip metalic) fac parte diferiţi semiconductori (Ge, Si, β—Sn, PbSe, Mg_2Sn, CdSb, PbS etc), atunci cînd aceştia conţin impurităţi sau defecte structurale în concentraţii mari. Aceşti semiconductori au proprietatea caracteristică că în anumite condiţii (adică într-un anumit interval de temperatură, la anumite concentraţii „critice" ale impurităţilor etc.), proprietăţile lor electrice încep să devină asemănătoare cu proprietăţile electrice ale metalelor, fiind însă mai puţin pronunţate. Această trecere de la proprietăţi pur „semiconductoare" la proprietăţi „cvasimetalice" poate fi observată adesea la o aceeaşi substanţă, atunci cînd variază concentraţia impurităţilor, temperatura etc.

Teoria semiconductorilor buni conductori a fost dezvoltată de Şifrin [1] care a arătat, pentru prima dată, legătura ce există între proprietăţile speciale ale semiconductorilor de tip metalic şi starea gazului electronic care este aproape degenerat. El n-a reuşit însă să deducă formule, care să exprime variaţia cu temperatură a proprietăţilor electrice şi a altor proprietăţi observate la semiconductorii „degeneraţi" nici măcar în cazul

---

*) K teorii horoşo provodiaşcih poluprovodnikov. *Jurnal Tehniceskoi Fiziki*, nr. 6, 1955 şi nr. 7. 1955

simplu al unui semiconductor cu impurități electronice de tip Wilson, limitîndu-se numai la studiul aspectului calitativ al problemei. Pe de altă parte, în legătură cu importanța pe care au căpătat-o în fizică și tehnică în ultimii ani de după război semiconductorii buni conductori, problema elaborării unei teorii a semiconductorilor buni conductori, care să permită o comparație cantitativă directă dintre teorie și experiență, capătă o importanță din ce în ce mai mare.

Scopul lucrării noastre constă în a studia amănunțit condițiile de echilibru ale purtătorilor de curent din semiconductori, ceea ce permite găsirea modului în care variază cu temperatura proprietățile electrice, termoelectrice etc., la semiconductorii degenerați și nedegenerați.

Echilibrul gazului electronic în semiconductori

După cum s-a arătat în [2], studiul proprietăților de echilibru ale unui sistem de purtători de curent din semiconductori se poate face cel mai comod pe baza distribuției canonice cu un număr variabil de particule.

$$\rho_\alpha = \exp \frac{\Omega + \mu N - E}{kT}, \qquad (1)$$

unde α este numărul microstării caracterizate prin energia E și numărul N de particule; μ potențialul chimic; Ω un potențial termodinamic determinat de condiția de normare

$$\exp\left(-\frac{\Omega}{kT}\right) = \sum_{(\alpha)} \exp \frac{\mu N - E}{kT}. \qquad (2)$$

Cunoscînd Ω se poate găsi ușor potențialul chimic din egalitatea termodinamică

$$\overline{N} = -\left(\frac{\partial \Omega}{\partial \mu}\right)_T, \qquad (3)$$

unde $\overline{N}$ coincide în cazul nostru cu numărul total de particule N. Adoptăm următoarele notații (fig. 1): ΔE — lățimea zonei interzise, ΔE_1 lățimea intervalului energetic dintre nivelele acceptoare și plafonul zonei de valență; ΔE_2 — lățimea intervalului energetic dintre nivelele donore și baza zonei de conductibilitate; N_a — concentrația nivelelor acceptoare; N_d — concentrația nivelelor donore. In cele ce urmează, vom utiliza

mărimile reduse pe care le vom nota cu o steluță : $\mu^\star = (\mu/kT)$ (potențialul chimic redus),

$$\Delta E_1^\star = \frac{\Delta E_1}{kT}, \ \Delta E_2^\star = \frac{\Delta E_2}{kT}, \ \Delta E^\star = \frac{\Delta E}{kT}, \ E^\star = \frac{E}{kT}$$

etc.

Să considerăm mai întîi cazul unui semiconductor cu impurități de tip electronic ($N_d \gg N_a$). Atunci

$$\exp\left(-\frac{\Omega}{kT}\right) = \sum_{(\alpha')} \exp(\mu^\star N_e - E_e^\star) \sum_{(\alpha'')} \exp(\mu^\star N_{ad} - E_{ad}^\star) \sum_{(\alpha''')} \exp(\mu^\star N_v - E_v^\star), \quad (4)$$

unde prima sumă se efectuează pe toate stările din zona de conductibilitate, a doua pe stările din nivelele impurității, iar a treia pe stările zonei de valență. In acest caz, admițînd că atomii impurității sînt monovalenți, că starea fundamentală a electronului de valență din atomul impurității este o stare s dublu degenerată și neținînd seama la această stare de nivelele de excitație corespunzătoare funcției de undă, care sînt de obicei suprapuse, avem [2]

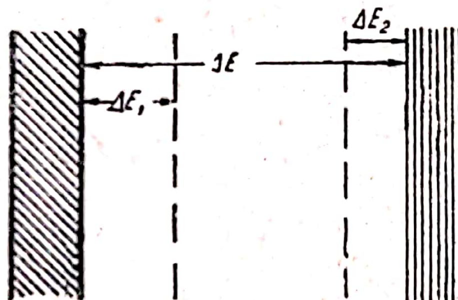


Fig. 1

$$N_e = \sum_{k=1}^{\infty} n_k, \ N_{ad} = \sum_{f=1}^{Nd} (n_{f,\frac{1}{2}} + n_{f,-\frac{1}{2}}),$$

$$N_v = \sum_{i=1}^{N'} n_i, \quad (5)$$

$$E_e = \sum_{k=1}^{\infty} n_k \varepsilon_k, \ E_{ad} =$$

$$= \sum_{f=1}^{Nd} \left\{ \varepsilon_f \left[n_{f,\frac{1}{2}} \left(1 - n_{f,-\frac{1}{2}}\right) + n_{f,-\frac{1}{2}} \left(1 - n_{f,\frac{1}{2}}\right) \right] - n_{f,\frac{1}{2}} n_{f,-\frac{1}{2}} A \right\},$$

$$N_v = \sum_{i=1}^{N'} n_i \varepsilon_i,$$

unde n_k, ε_k, n_i, ε_i sînt numerele de ocupare şi energiile electronilor în zona de conductibilitate, respectiv în zona de valenţă (N' fiind numărul stărilor din această ultimă zonă) $n_{f,\frac{1}{2}}$, $n_{f,-\frac{1}{2}}$ — numerele de ocupare ale nivelului impurităţii f pentru electronii cu spinul drept şi stîng (în absenţa cîmpului magnetic energiile corespunzătoare sînt egale între ele); A este energia coulombiană de interacţiune a doi electroni s într-un atom al impurităţii.

Substituind (5) în (4), logaritmînd şi însumînd pentru toate numerele de ocupare, ţinînd seama şi de faptul că $A \gg kT$, obţinem

$$\Omega = -kT\left\{\sum_k \ln\left[1+\exp(\mu^\star - \varepsilon_k^\star)\right] + N_d \ln\left[1+2\exp(\mu^\star - \varepsilon_f^\star)\right] + \right.$$
$$\left. + \sum_i \ln\left[1+\exp(\mu^\star - \varepsilon_i^\star)\right]\right\},$$

de unde rezultă în conformitate cu formula (3)

$$N = N_d + N' = \sum_k \frac{1}{\exp(\varepsilon_k^\star - \mu^\star)+1} + \frac{2N_d\exp(\mu^\star - \varepsilon_f^\star)}{1+2\exp(\mu^\star - \varepsilon_f^\star)} +$$
$$+ \sum_i \frac{\exp(\mu^\star - \varepsilon_i^\star)}{1+\exp(\mu^\star - \varepsilon_i^\star)}, \qquad (6)$$

Acum putem să exprimăm termenul al doilea şi al treilea din membrul drept al relaţiei (6), care dă numărul mediu de electroni în atomii impurităţii şi în zona de valenţă, în funcţie de valorile medii corespunzătoare ale găurilor. Dacă se ia ca origină a energiei, marginea inferioară a zonei de conductibilitate şi dacă se introduce energia cinetică a găurilor $\varepsilon_i^\star$ determinată din formula $\varepsilon_i = -(\varepsilon_i^\star + \Delta E)$, atunci, în loc de (6) obţinem următoarea egalitate

$$\sum_k \frac{1}{\exp(\varepsilon_k^\star - \mu^\star)+1} = \frac{N_d}{1+2\exp(\mu^\star + \Delta E_2^\star)} +$$
$$\sum \frac{1}{\exp(\varepsilon_i^{+\star} + \mu^\star + \Delta E^\star)+1}, \qquad (7)$$

care se numeşte de obicei condiţia de neutralitate a semiconductorului. Această relaţie exprimă legătura dintre numărul electronilor din zona de conductibilitate şi numărul găurilor

de pe nivelele impurității și din zona de conductibilitate și permite să se determine, într-un caz concret dat, variația cu temperatura $\mu^* = \mu^*(T)$. Avînd în vedere că vrem să cunoaștem comportarea lui μ^* într-un interval de temperaturi, care probabil, include și temperatura de degenerare a gazului electronic în zona de conductibilitate, nu putem să înlocuim, cum se face de obicei la electronii de conductibilitate, distribuția Fermi $[\exp(\varepsilon_k^* - \mu^*) + 1]^{-1}$ printr-o distribuție Maxwell, în schimb găurile din zona de valență pot fi considerate ca fiind distribuite după legea lui Maxwell. De aceea, trecînd în (7) de la însumare la integrare, obținem

$$n_0 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} f_{1/2}(\mu^*) = \frac{N_d}{1 + \exp(\mu^* + \Delta E_2^*)} + $$

$$+ n_0^+ + \exp\Big[-(\mu^* + \Delta E^*)\Big], \tag{8}$$

unde $n_0^{\mp} = 2\left[\frac{2\pi m_{\mp}^* kT}{h^2}\right]^{3/2}$, $m_{\mp}^*$ — sînt masele efective ale electronilor și găurilor; $f_{1/2}(\mu^*) = \int\limits_0^{\infty} \frac{x^{1/2}\, dx}{\exp(x - \mu^*) + 1}$ este integrala lui Fermi $f_n(\mu^*)$ cînd $n = -\frac{1}{2}$.

Trebuie remarcat că în cazul unui semiconductor cu impurități de tip lacunar ($N_a \gg N_d$) am obține același rezultat, numai că în locul electronilor am fi avut găuri, și în afară de aceasta, $N_a\,[1 + 2\exp(\mu^* + \Delta E_2^*)]^{-1}$ ar fi trebuit înlocuit cu $N_a\left\{1 + \frac{1}{2}\exp\Big[-(\mu^* + \Delta E^*) + \Delta E_1^*\Big]\right\}^{-1}$.

Pentru a găsi forma analitică a relației $\mu^* = \mu^*(T)$ trebuie să exprimăm sub formă explicită $f_{1/2}$ în funcție de μ^*. Pentru aceasta să observăm că, în cazul considerat, valorile $\mu^* > 1{,}5$, nu pot fi atinse practic, în condițiile reale [1]. Pe de altă parte cum s-a arătat în [3] cînd $-\infty \leqslant \mu^* \leqslant 1{,}5$, $f_{1/2}(\mu^*)$ poate fi reprezentată cu o precizie de 3,5% prin formula

$$f_{1/2}(\mu^*) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\exp\mu^*}{1 + b\exp\mu^* + c\exp 2\mu^*}, \tag{9}$$

unde $b = 0{,}369$; $c = 0{,}028$.

Substituind (9) în (8) și înlocuind $\exp\left[-(\mu^* + \Delta E^*)\right]$ cu $\exp\left[-(-\Delta E_2^* + \Delta E^*)\right]$, se poate obține

$$\exp \mu^* = \frac{b - a + \left[(a - b)^2 + 4(2a \exp \Delta E_2^* - c)\right]^{1/2}}{2(2a \exp \Delta E_2^* - c)}, \qquad (10)$$

unde

$$a = \left[\frac{N_d}{n_0^-} + 3\left(\frac{m_{++}^*}{m_-^*}\right)^{1/2} \exp\left(\Delta E_2^* - \Delta E^*\right)\right]^{-1}$$

Formula (10) este adevărată pentru

$$-2\,\Delta E_2^* \leqslant \mu^* \leqslant 1{,}5$$

Cazul $\mu^* < -2\,\Delta E_2^*$ corespunde de aci înainte cu un semiconductor electronic cu impurități, nedegenerat, în domeniul conductibilității proprii. Atunci μ^* tinde către valoarea $-\frac{\Delta E^*}{2}$, rămînînd ceva mai mare decît această valoare, datorită faptului că concentrația electronilor de conductibilitate este cu N_d mai mare, decît concentrația găurilor. Analog formulei (10 pentru cazul $-\Delta E^* < \mu^* \leqslant -2\,\Delta E_2$ se poate obține următoarea relație, asociată la (10)

$$\exp \mu^* = \frac{1}{2}\frac{N_d'}{n_0^-} + \left[\left(\frac{1}{2}\frac{N_d'}{n_0^-}\right)^2 + \exp(-\Delta E^*)\right]^{1/2}, \qquad (11)$$

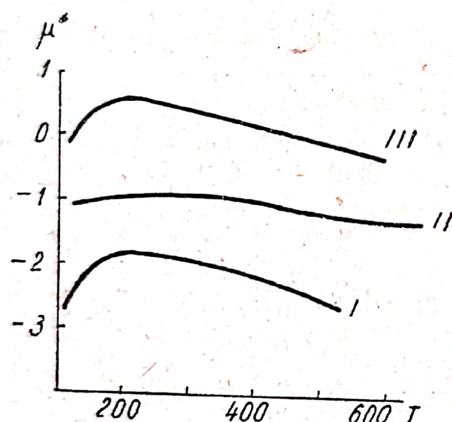


Fig. 2. Relația $\mu^*(T)$ calculată cu ajutorul formulelor (10) și (11) la siliciu cu impurități, în conformitate cu datele lucrării [4].
$I - N = 6{,}7 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$; $II - N = 6{,}7 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$; $III - N = 1{,}3 \cdot 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$

unde

$$N_d' = N_d - 2(n_0^+ + n_0^-)\exp(\Delta E_2^* - \Delta E^*).$$

In fig 2 sînt reprezentate relațiile $\mu^* = \mu^*(T)$ calculate cu ajutorul formulelor (10) și (11) într-o serie de cazuri concrete. Aceste variații coincid calitativ cu curbele analoge din lucrarea lui Șifrin [1], unde, însă nu se ține seama de rolul zonei de

valență. Curbele $\mu^* = \mu^*(T)$ sînt curbe ce prezintă un maxim. Dacă $\mu^*_{max} > 0$, există un domeniu de temperaturi limitat atît înspre domeniul temperaturilor joase, cît și înspre domeniul temperaturilor înalte ($T^{(1)}_{dg} \leqslant T \leqslant T^{(2)}_{dg}$) în ale cărui limite gazul electronic este degenerat. $T^{(1)}_{dg}$ și $T^{(2)}_{dg}$ sînt temperaturile de degenerare ale gazului electronic. Spre deosebire de metale la semiconductorii degenerați există, în general, două temperaturi de degenerare. De aceasta ne putem convinge ușor în felul următor. Din formula (10) rezultă că la $T = T_{dg}$ (atunci $\mu^* = 0$) avem

$$T^{3/2}_{dg}\left\{\left[1 - 2{,}010\left(\frac{m^*_+}{m^*_-}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_{dg}}\right)\right]\exp\frac{\Delta E_2}{kT_{dg}} + \frac{1}{2}\right\} = 0{,}335\, N_d\left[\frac{h^2}{2\pi m^*_- k}\right]^{3/2}. \qquad (12)$$

Dar curba

$$S(T_{dg}) = T^{3/2}_{dg}\left(\exp\frac{\Delta E_2}{kT_{dg}} + \frac{1}{2}\right)$$

ca funcțiune de T_{dg} este o curbă cu un minim deoarece la $T_{dg} \to 0$, sau la $T_{dg} \to \infty$ ea tinde către ∞ [aici am neglijat pentru simplificare termenul mic $-2{,}010\left(\frac{m^*_+}{m^*_-}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_{dg}}\right)$].

Se poate întîmpla ca la N_d și ΔE_2 date $S(T_{dg})_{min} > 0{,}335\, N_d\left[\frac{h^2}{2\pi m^* k}\right]^{3/2}$; atunci $\mu^*_{max} < 0$. Dacă însă $S(T_{dg})_{min} < 0{,}335\, N_d\left[\frac{h^2}{2\pi m^* k}\right]^{3/2}$, atunci ecuația (12) va avea neapărat două rădăcini, adică $T^{(1)}_{dg}$ și $T^{(2)}_{dg}$. Termenul $-2.010\left(\frac{m^*_+}{m^*_-}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_{dg}}\right)$, care ține seama de influența zonei fundamentale (de valență) favorizează în general apariția de degenerări deși îngustează intervalul ($T^{(1)}_{dg}$, $T^{(2)}_{dg}$). Din formula (12) se vede că apariția degenerării este favorizată în mare măsură de masele efective mici ale purtătorilor și de concentrații mari ale impurității. Dacă renunțăm la termenul care conține



$\exp(-\Delta E^{\star})$, putem obține ușor un criteriu simplu de evaluare a domeniului termic de degenerare. Pentru aceasta, vom scrie (8) sub forma următoare

$$Bf_{1/2}^{-1}(\mu^{\star})\Delta E_2^{\star\frac{1}{2}} - 1 = 2\exp(\mu^{\star} + \Delta E_2^{\star}),$$

unde $B = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{N_1}{n_0^-}\Delta E_2^{\star\frac{1}{2}}$.

Condiția ca $\mu^{\star} = 0$ coincide cu condiția de extremum a expresiei

$$\ln 2\,[Bf_{1/2}^{-1}(\mu^{\star})\Delta E_2^{\star 3/2} - 1] = \mu^{\star} + \Delta E_2^{\star},$$

adică

$$\Delta E_{2\,\max}^{\star} = \ln\left(\frac{1}{3}\,\Delta E_{2\,\max}^{\star} - \frac{1}{2}\right),$$

de unde rezultă inegalitatea că $\mu_{\max}^{\star} \geqslant 0$ poate avea loc numai dacă

$$\frac{\Delta E_2}{1{,}62} \leqslant kT \leqslant \frac{\Delta E_2}{1{,}50}. \qquad (13)$$

In afara acestui interval de temperaturi degenerarea nu apare nici măcar la concentrații foarte mari ale impurităților (care nu distrug încă rețeaua fundamentală). Trebuie să adăugăm că, de fapt, pe cît se pare, domeniul de degenerare este ceva mai larg, decît rezultă din formula (13) întrucît la N_d mari ΔE_2 încetează să fie o constantă și tinde către zero, cînd N_d crește [4], ceea ce fără îndoială, lărgește domeniul de degenerare. De acest efect noi nu am ținut seama.

Acum să analizăm cazul unui semiconductor cu impurități cu conductibilitate mixtă (fig. 1).

Un calcul analog cu cel precedent ne conduce la următoarea ecuație de neutralitate a semiconductorului

$$\sum_k \frac{1}{\exp(\varepsilon_k^{\star} - \mu^{\star}) + 1} + \frac{N_a}{1 + \frac{1}{2}\exp(\Delta E_1^{\star} - \mu^{\star} - \Delta E^{\star})} =$$

$$= \sum \frac{1}{\exp(\varepsilon_i^{+\star} + \mu^{\star} + \Delta E^{\star}) + 1} + \frac{N_d}{1 + 2\exp(\mu^{\star} + \Delta E_2^{\star})}. \qquad (14)$$

Pentru a rezolva această ecuație în raport cu $\exp\mu^{\star}$ să analizăm trei cazuri.

1) *Cazul temperaturilor joase*: $kT \ll \Delta E$, $kT < \Delta E_1$, ΔE_2 ($\Delta E \gg \Delta E_1$, ΔE_2). La temperaturi joase într-un semiconductor cu conductibilitate mixtă degenerarea gazului electronic sau ionic este posibilă numai atunci cînd nivelul μ se află la o distanță mică de fundul zonei de conductibilitate (sau de plafonul zonei de valență). Dacă spectrul și concentrațiile nivelelor acceptoare și donore sînt astfel, încît conductibilitățile de ambele semne sînt egal îndreptățite, potențialul chimic se va găsi undeva în porțiunea mijlocie a zonei interzise și va varia foarte puțin cu temperatura, adică situația nu va diferi prea mult de cazul semiconductorului fără impurități. Din această cauză noi vom considera cazul cînd una din conductibilități prevelează asupra celeilalte, de exemplu, conductibilitatea electronică asupra celei lacunare. In acest caz, termenul al doilea din membrul stîng al relației (14) și primul termen din membrul ei drept pot fi neglijați și, obținem

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} n_0^- f_{1/2}(\mu^\star) = N_d \frac{1}{1 + 2\exp(\mu^\star + \Delta E_1^\star)},$$

$$\mu_-^\star = \mu^\star, \ \mu_+^\star ; = -\mu^\star - \Delta E^\star, \qquad (15)$$

de unde

$$\exp \mu^\star = \frac{1}{2(2a_0 \exp \Delta E_2^\star - c)} \Big\{ b - a_0 + [(a_0 - b)^2 + 4(2a_0 \exp \Delta E_2^\star - c)]^{1/2} \Big\},$$

$$a_0 = \frac{n_0^-}{N_d} . \qquad (16)$$

2. *Cazul temperaturilor medii.* Fără a restrînge generalitatea vom considera că, componenta electronică predomină asupra celei lacunare. In acest caz ecuația (14) capătă următorul aspect

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} n_0^- f_{1/2}(\mu^\star) + N_a = \frac{N_d}{1 + 2\exp(\Delta E_2^\star + \mu^\star)} + n_0^+ \exp[-(\mu^\star + \Delta E^\star)].$$

Comparînd această ecuație cu (8), ne vom convinge că ele diferă numai în privința constantei N_a și, de aceea, pentru $\exp \mu^\star$, soluția păstrează forma sa unde totuși în loc de N', trebuie să introducem

$$N' = N_d + 2n_0^+ \exp(\Delta E_2^\star - \Delta E^\star) - N_a . \qquad (17)$$

3. *Cazul temperaturilor înalte* : $kT \approx \Delta E$. In acest caz

$$n_0^- \exp \mu^\star + \frac{N_a}{1 + \frac{1}{2}\exp(\Delta E_1^\star - \mu^\star - \Delta E^\star)} =$$

$$= \frac{N_d}{1 + 2\exp(\Delta E_2^\star + \mu^\star)} + n_0^+ \exp[-(\mu^\star + \Delta E^\star)].$$

Aducînd la acelaşi numitor şi înlocuind $\mu^\star$ de la numitorii termenilor care conţin N_a şi N_d cu $-\frac{\Delta E^\star}{2}$, avem

$$\exp \mu^\star = \frac{1}{2n_0^-}\beta\left\{-1 + \left[1 + \frac{16 n_0^+ n_0^-}{\beta_2}\exp(-\Delta E^\star)\right]^{1/2}\right\}, \qquad (18)$$

unde

$$\beta = \frac{N_a}{1 + \frac{1}{2}\exp\left(-\frac{\Delta E^\star}{2}\right)} - \frac{N_d}{1 + 2\exp\left(-\frac{\Delta E^\star}{2}\right)}.$$

Remarcăm că în cazul cînd conductibilitatea lacunară ar predomina asupra conductibilităţii electronice, am obţine formule aproape complet analoge pentru $\exp \mu^\star$.

$\mu^\star = \mu^\star(T)$ poate fi de asemenea calculat foarte simplu în cazul unui semiconductor de tip Nijboier, întrucît generalizarea ecuaţiilor corespunzătoare este banală.

Noi însă nu vom face acest lucru.

Aşadar, la un semiconductor cu conductibilitate mixtă poate fi realizată o stare a gazului electronic apropiată de cea tranzitorie (cu $|\mu^\star|$ foarte mic) numai la temperaturi joase, cînd condiţiile respective sînt favorabile. La temperaturi mai înalte potenţialul chimic este de obicei situat, în deosebi, în banda medie a zonei interzise şi variaţia sa cu temperatura poate fi neglijabilă.

După cum se vede chiar din modul în care au fost deduse formulele (10), (11), (15), (17), (18) se aplică şi în cazul, cînd semiconductorul este nedegenerat, dar atunci ele pot fi simplificate mult şi obţinem, de fapt, formulele cunoscute din literatură pentru variaţia cu temperatura a potenţialului chimic la semiconductorii nedegeneraţi. In cazul degenerării trebuie să folosim neapărat expresii mai exacte.

II. CONDUCTIBILITATEA ELECTRICĂ. FORȚA TERMOELECTROMOTOARE. EFECTUL HALL

In prima parte a lucrării am studiat proprietățile de echilibru ale gazului electronic în semiconductori. Scopul articolului nostru este: studierea variației termice a conductibilității electrice, a forței termoelectromotoare și efectul Hall în semiconductorii degenerați. In acest caz, pentru a simplifica calculul vom ține seama numai de una din cauzele posibile ale difuziei purtătorilor de curent și anume, vibrațiile rețelei (fononi) și nu vom ține seama de difuziile pe atomi sau pe ionii impurităților. Căile de generalizare a relațiilor obținute de noi, asupra a numeroase cazuri de mecanisme de difuzie a purtătorilor de curent sînt lămurite în lucrarea lui Anselm și Kleacikin [5]; dar această generalizare ar duce la calcule prea greoaie.

Vom trece la analiza efectelor arătate mai sus. Notațiile adoptate în prima parte a lucrării vor fi păstrate și aici.

1. Conductibilitate electrică

Teoria cinetică ne permite să stabilim următoarea formulă generală pentru conductibilitatea electrică a semiconductorilor [7]:

$$\sigma = \sigma_- + \sigma_+ = -\frac{16\pi e^2}{3h^3}\left\{ m_-^* \int_0^\infty l_-(\varepsilon)\varepsilon \frac{\partial f_n^0}{\partial \varepsilon}\, d\varepsilon + m_+^* \int_0^\infty l_+(\varepsilon)\varepsilon \frac{\partial f_p^0}{\partial \varepsilon}\, d\varepsilon \right\}, \tag{19}$$

unde σ_-, σ_+ sînt conductibilitățile electrice ale electronilor, respectiv găurilor; f_n^0, f_p^0 sînt funcțiile de distribuție la echilibru pentru electroni respectiv găuri; iar l_-, l_+ sînt lungimile respective ale parcursului liber mijlociu.

După cum se știe, lungimea parcursului liber mijlociu al purtătorilor de curent în semiconductorii atomici nu depinde de energie și este de forma următoare:

$$l_{\mp aT.} = \frac{1}{T} l^\circ_{\mp aT.},$$

unde

$$l^\circ_{\mp aT.} = \frac{9}{4} \frac{\pi\hbar c^2 n_0 M_0}{k m_{\mp}^{*2} C^2}, \tag{20}$$

Aici $\bar{c}$ este viteza sunetului în cristal; n_0 — numărul celulelor elementare într-o unitate de volum; M_0 — masa atomilor într-o celulă; C — integrala interacțiunii.

La cristale ionice lungimea parcursului liber mijlociu și forma variației sale în funcție de energie pot fi diferite. Cînd $kT \ll \hbar\omega_0$ (unde ω_0 este frecvența limită a vibrațiilor optice ale cristalului) iar concentrațiile adosurilor sînt mici avem

$$l_{\mp}^{\text{ion}} = l^{0}_{\mp\text{ion}}\, \varepsilon^{1/2} \exp \frac{\hbar\omega_0}{kT}, \tag{21}$$

unde

$$l^{0}_{\mp\text{ion}} = \frac{6}{\sqrt{\pi}} \frac{n^2 - \varepsilon_0' + 1}{n^2 - \varepsilon_0'} \frac{\hbar^2}{(\hbar\omega_0)^{1/2}} \frac{1}{m_{\mp}^{*} e^2},$$

n fiind indicele de refracție, iar ε_0' permitivitatea mediului

La temperaturi joase și concentrații mari de impurități, cînd gazul începe să degenereze [7], $l_{\mp}^{\text{ion}}$ mai trebuie înmulțit cu $(1 - f^{o}_{n,p})$. La temperaturi înalte avem:

$$l_{\mp}^{\text{ion}} = l^{0'}_{\mp\text{ion}}\, \varepsilon^{*}, \tag{22}$$

unde $l^{0'}_{\mp\text{ion}}$ este o constantă. Intr-o serie de cristale ionice purtătorii principali de curent nu sînt electroni, ci polaroni, la care variația lungimii parcursului liber mijlociu în funcție de energie este de forma următoare [8]

$$l_{\text{pol}} = l^{0}_{\text{pol}} \frac{\varepsilon^2}{kT}, \tag{23}$$

unde

$$l^{o}_{\text{pol}} = 0.0916\, e^2 \bar{c} \frac{1}{(\hbar\omega_0)^2}.$$

Toate relațiile de mai sus, date pentru parcursul liber mijlociu în funcție de energie, pot fi scrise sub forma:

$$l_{\mp}(\varepsilon) = \lambda_{\mp}\, \varepsilon^{*n}, \tag{24}$$

unde $\lambda_{\mp}$ depinde în general de temperatură iar n este un exponent oarecare (număr întreg sau fracționar) a energiei reduse. Pentru orice valoare n $(n > 0)$ avem

$$\sigma_{\mp} = \frac{16\pi e^2 m'_{\mp} kT \lambda_{\mp}}{3h^3} (n+1) f_n(\mu_{\mp}^{*}), \tag{25}$$

unde $f_n(\mu^*_{\mp})$ — este integrala lui Fermi

$$f_m(\mu^*_{\mp}) = \int_0^\infty \frac{x^n dx}{\exp(x - \mu^*_{\mp}) + 1}, \ \mu^*_- = \mu^*, \ \mu^*_+ = -(\mu^* + \Delta E^*)$$

(pentru calculul relativ al acestor integrale vezi „Anexa"). Cunoscînd relația $f_n(\mu^*)$, precum și relația $\mu^*(T)$, obținem, în baza formulelor (1) și (7), posibilitatea de a calcula variația termică a conductibilității electrice. Totodată, în acest caz, cînd conductibilitatea electrică de tip ionic este mult mai mare decît conductibilitatea electrică de tipul găurilor, sau invers, lăsăm în formula (1) fie σ_- fie σ_+, calculate cu ajutorul formulei (7). Dacă, în plus, $\mu^* \ll 0$ (caz nedegenerat), putem să înlocuim $f_n(\mu^*)$ prin $\Gamma(n+1) \exp \mu^*$, unde $\Gamma(x)$ este funcția gamma. In cazul semiconductorilor degenerați trebuie să utilizăm $f_n(\mu^*)$ valoarea totală. Formulele (1) și (7) dau o relație între variația termică $\sigma(T)$ și variația termică a lui μ^*, care depinde în mare măsură de structura spectrului energetic al purtătorilor de curent și de concentrația impurităților. Analiza concretă a valorilor integralelor lui Fermi, pentru diferite valori ale lui n (vezi „Anexa") permite să tragem concluzia că o relație oarecare între lungimea parcursului liber mijlociu și energie influențează foarte puțin sau aproape de loc sensul calitativ al relației termice $\sigma(T)$ și poate să determine numai variațiile numerice ale valorilor σ. După cum va rezulta din cele ce urmează, forma concretă a relației $l = l(\varepsilon)$ influențează și mai puțin variația termică a forței termoelectromotoare. Astfel, comportarea anomală a conductibilității electrice, a forței termoelectromotoare și, în special, neconcordanța dintre variația termică a forței termoelectromotoare și variația termică a conductibilității electrice cum este cazul, de exemplu la Cu_2O, MoS_2 și la o serie de semiconductori, după cîte ni se pare, pot fi explicate nu prin diferite mecanisme de relaxare a purtătorilor de curent, ci, în primul rînd, prin particularitățile caracteristicilor de echilibru ale sistemului de purtători de curent și, în special, prin variația termică a lui μ^*.

Să analizăm ceva mai în detaliu conductibilitatea electrică a unor clase de semiconductori.

1) *Semiconductori atomici* (*de impuritate*). După cum s-a spus mai sus, în acest caz, lungimea parcursului liber mijlociu nu depinde de energie. Conform formulelor (1) (2) și (7)

$$\sigma_{aT} = \frac{16\, ke^2}{3h^3} \{ m^*_- \, l^0_{-aT} f_0(\mu^*) + m^*_+ \, l^0_{+aT} \, f_0(-\mu^* - \Delta E') \} \quad (26)$$

In domeniul degenerării, f_0 $(-\mu^*, -\Delta E)$ este foarte mică (dacă conductibilitatea electrică prin electroni predomină asupra conductibilității electrice prin găuri) și avem

$$\sigma_{-aT} = \frac{16\, ke^2 m^* l^0_{-aT}}{3h^3} \ln (1 + \exp \mu^*). \tag{27}$$

Formula (9) se transformă, după cum ne putem convinge ușor, în relația obișnuită $\sigma_{-aT} \sim N_d^{1/2} \exp \left(-\frac{\Delta E_2^*}{2}\right)$, dacă degenerarea este complet înlăturată. Deosebirea constă numai în aceea că, în loc de $N_d^{1/2}$ în cazul nostru (cînd se ține seama de tranzițiile electronice din zona de valență) apare factorul $N_1^{1/2}$ unde $N_1 = N_d + 2n_0^+ \exp\ 2\ \Delta E_2^* - \Delta E$. La temperaturi mai înalte, în special, la ΔE nu prea mari, trebuie să ținem seama și de componenta curentului prin găuri și

$$\sigma_{aT} = \frac{16\pi ke^2}{3h^3} \{ l^0_{-aT} m^*_- \ln (1 + \exp \mu^*) +$$

$$+ l^0_{+aT} m^*_+ \exp (-\mu^* - \Delta E^*) \}, \tag{28}$$

unde sau

$$\sigma = e\ (n - u + n_+ u_+),$$

unde

$$n_- = n_0^- \frac{2}{\sqrt{\pi}} f_{1/2} (\mu^*);\ u_- = u_0^- \beta;$$

$$\beta = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\ln (1 + \exp \mu^*)}{f_{1/2} (\mu^*)}, \tag{29}$$

$$n_+ = n_0^+ \exp\ (-\mu^* - \Delta E^*);\ u_+ = u_0^+,$$

$$u_0^{\mp} = \frac{1}{e} \frac{l^0_{\mp aT}}{3\,(2m^*_{\mp} k^3 T^3)^{1/2}}.$$

Cînd degenerarea dispare, $\beta \rightarrow 1$.

Astfel, în cazul pe care-l considerăm, variația termică a concentrației găurilor rămîne exponențială (întrucît găurile nu sînt degenerate) și poate să se abată mult de la această variație în cazul electronilor de conductibilitate:

$$n_- = n_0^- \frac{\exp \mu^*}{1 + b \exp \mu^* + c \exp 2\mu^*}. \tag{30}$$

Cînd temperatura crește și degenerarea dispare, relația $n(T)$ trece de la $n_- \sim \exp\left(-\frac{\Delta E_2^*}{2}\right)$ prin $n_- \sim A \exp\left(-\frac{\Delta E_2^*}{2}\right) + B \exp\left(-\frac{\Delta E^*}{2}\right)$ către $n_- \sim \exp\left(-\frac{\Delta E^*}{2}\right)$ (conductibilitatea proprie) ceea ce se poate urmări ușor cu ajutorul formulei (30) și formulelor (28), (29). Formula pe care am dedus-o pentru variația termică a mobilității $u_- = u_0^{-\beta}$ poate fi considerată corectă numai în cazul cînd nu există difuzie pe impurități atomice sau ionice.

2) *Semiconductorii de impurități ionici.* a) Temperaturi înalte: $n = 1$ (vezi „Anexa").

$$\sigma_{\mp} = \frac{32\pi e^2 m_-^* kT l^{0'}_{\mp \text{ion}}}{3h^3} f_1(\mu_{\mp}^*), \qquad (31)$$

unde

$$f_1(\mu_{\mp}^*) = \frac{\exp \mu_{\mp}^*}{1 + b_1 \exp\mu_{\mp}^*} = \frac{1}{b_0} \ln(1 + b_0 \exp\mu_{\mp}^*).$$

Trebuie, totuși, să remarcăm că la temperaturi ridicate, pe cît se pare, putem să utilizăm întotdeauna formulele obișnuite pentru cazuri nedegenerate.

b) Temperaturi joase, concentrațiile impurităților mici: $n = 1/2$ (vezi „Anexa").

$$\sigma_{\mp} = \frac{8\pi e^2 m_{\pm}^* 1^0_{\mp \text{ion}}}{h^3} (kT)^{3/2} \exp\frac{\hbar\omega_0}{kT} f_{1/2}(\mu_{\mp}^*). \qquad (32)$$

c) Temperaturi joase, concentrațiile impurităților mari:

$$l_{\mp} \sim \varepsilon^{1/2}(1 - f^0_{n,p})$$

(vezi „Anexa")

$$\sigma_{\mp} = \frac{16\pi e^2 m_{\mp}^* l^0_{\text{ion}}}{3h^3} \left\{ f_{3/2}(\mu_{\mp}^*) + \frac{3}{2} kT \frac{\partial}{\partial\mu_{\mp}^*} f_{1/2}(\mu_{\mp}^*) \right\} \qquad (33)$$

d) Semiconductori polaronici: $n = 2$

$$\sigma_{\text{pol}} = \frac{16\,\pi e^2 M}{3h^3} l^0_{\text{pol}} (kT)^2 f_2(\mu^*), \qquad (34)$$

unde M este masa polaronului.

Potrivit rezultatelor din teoria cinetică, forța termoelectromotoare a semiconductorilor este descrisă, în cazul general al conductibilității mixte de ecuația [6].

$$\alpha = \frac{16}{3}\frac{\pi k l}{h^3}\frac{1}{T\sigma}\left\{ m_+^* \int_0^\infty l_+(\varepsilon)\,\varepsilon\,(\varepsilon^* - \mu_+^*)\frac{\partial f_p^0}{\partial \varepsilon}\,d\varepsilon - \right.$$

$$\left. - m_-^* \int_0^\infty l_-(\varepsilon)\varepsilon^* - \mu_-^*)\frac{\partial f_n^0}{\partial \varepsilon}\,d\varepsilon \right\}. \qquad (35)$$

Ca și mai înainte putem să exprimăm α prin integralele corespunzătoare ale lui Fermi, în funcție de indicele n, care intră în egalitatea (23). Vom face acest lucru pentru cazul mai simplu al conductibilității de un singur semn. In acest ultim caz

$$\alpha_\mp = \mp \frac{k}{e}\left\{ \frac{n+2}{n+1}\frac{f_{n+1}(\mu_\mp^*)}{f_n(\mu_\mp^*)} - \mu_\mp^* \right\}. \qquad (36)$$

Remarcăm, că datorită faptului că relațiile $f_n(\mu^*)$ sînt de același tip pentru diferiți n (vezi „Anexa"), termenul $\frac{n+2}{n+1} f_{n+1}(\mu^*)\, f_n^{-1}(\mu^*)$ depinde numai în măsură foarte mică de μ^*, chiar și în zona trecerii de la starea nedegenerată la starea degenerată a gazului electronic. In absența degenerării acest termen este egal cu 2 în cazul semiconductorilor atomici ($n = 0$), $\frac{5}{2}$ — în cazul $n = \frac{1}{2}$, 3 pînă la $n = 1$ (semiconductorii ionici), $\frac{7}{2}$ pînă la $n = \frac{3}{2}$ și, în fine, 4 pînă la $n = 2$ (polaroni) și începe să fie proporțional cu μ^* numai în domeniul degenerării intense ($\mu^* > 6$), care nu se întîlnește în semiconductori. In felul acesta cu toate că forma concretă a mecanismului de difuzie a electronilor în cristal influențează mult mărimea forței termoelectromotoare în semiconductori, mersul său termic, prin urmare și anomaliile sale posibile sînt legate aproape în mod exclusiv de forma dependenței sale de temperatură, de potențialul chimic al sistemului purtătorilor de curent, adică de caracteristicile sale termodinamice de echilibru. Această concluzie rămîne valabilă în mare măsură și în cazul general al semiconductorului cu conductibilitate mixtă.

Graficele relației μ^* (T), pentru cîteva cazuri concrete, sînt date de noi în prima parte a lucrării. Conform celor enunțate mai sus, ele reprezintă și graficele relației α (T) cu aproximația unui factor de scară și a unei deplasări cu o mărime constantă. Caracteristic este faptul că formula lui Pisarenko care de obicei se utilizează pretutindeni cînd este vorba de semiconductorii de tip atomic, nu are nicidecum un domeniu de aplicabilitate atît de larg, nici în cazul temperaturilor depărtate de temperatura de degenerare. Intr-adevăr, indiferent dacă se produce sau nu degenerarea gazului electronic, curbele μ^* (T) sînt, întotdeauna, curbe cu maxim, fapt care nu este reflectat de fel în formula lui Pisarenko tocmai datorită faptului că formula lui Pisarenko este de fapt aplicabilă numai în acel interval de temperatură, cînd nivelul μ se află în apropierea valorii $-\frac{\Delta E_2}{2}$ și variază foarte puțin cu temperatura. Pe cît ni se pare, această situație se realizează numai în cazul unor concentrații mici de impurități și nici aceasta întotdeauna. In legătură cu cele enunțate mai sus, curbele cu maxim ale lui α (T), care se observă adesea (de exemplu, la CoO, CuO, TaS_2, la mulți semiconductori intermetalici) nu reprezintă pe cît se pare nimic anomal. Se mai poate ca dependența anomală de temperatură a forței termoelectromotoare la Cu_2O și MoS_2, care nu este în concordanță cu variația cu temperatura lui σ în același interval de temperaturi, să capete de asemenea o interpretare satisfăcătoare, în cazul unui studiu mai aprofundat și mai detaliat al factorilor care influențează variația cu temperatura lui μ^* (T).

Aici, trebuie să remarcăm că nici ideea înrădăcinată, cum că din panta dreptelor $\ln \sigma = \varphi\left(\frac{1}{T}\right)$ se pot trage concluzii directe despre mărimile interstițiilor energetice (ΔE_2, ΔE_1, ΔE) în spectrul zonal nu este motivată. Valabilitatea acestei concluzii ca și valabilitatea formulei lui Pisarenko nu este pus la îndoială numai în cazul cînd într-un interval destul de larg de temperaturi μ se găsește lîngă nivelul $-\frac{\Delta E_2}{2}$ sau $\frac{\Delta E}{2}$ (cazurile „clasice" ale conductibilității de impuritate sau conductibilității proprii) și se deplasează foarte puțin cu temperatura. In caz contrar, panta dreptei $\ln \sigma = \varphi\left(\frac{1}{T}\right)$ caracterizează nu numai pe ΔE_2 sau ΔE, ci și viteza de variație a mărimii μ cu temperatura. De aceea, pentru a trage concluzii fundamentate asupra spectrului energiei purtătorilor, trebuie

neapărat să studiem în paralel, pe lîngă conductibilitatea electrică, și forța termoelectromotoare. Deoarece, $\alpha \sim \mu^*$, obținem un criteriu obiectiv de evaluare a mărimii $\frac{d\mu}{dT}$, ceea ce este necesar, după cum am văzut, nu numai pentru a interpreta curbele α (T), ci și σ (T).

In încheiere vom da o enumerare a formulelor, care descriu variația cu temperatura a forței termoelectromotoare la semiconductorii degenerați, cînd componenta electronică a curentului predomină față de componenta prin găuri (în ceea ce privește calculul integralelor lui Fermi, care intră în aceste formule, vezi „Anexa").

1) Semiconductori atomici:

$$\alpha_- = -\frac{k}{e}\left\{2\frac{f_1(\mu^*)}{f_0(\mu^*)} - \mu^*\right\}. \quad (37)$$

2) Semiconductori ionici:

a) la temperaturi înalte

$$\alpha_- = -\frac{k}{e}\left\{\frac{3}{2}\frac{f_2(\mu^*)}{f_1(\mu^*)} - \mu^*\right\}. \quad (38)$$

b) la temperaturi joase și concentrații mici ale impurităților:

$$\alpha_- = -\frac{k}{e}\left\{\frac{5}{3}\frac{f_{1/3}(\mu^*)}{f_{1/2}(\mu^*)} - \mu^*\right\}. \quad (39)$$

c) la temperaturi joase și concentrații mari ale impurităților:

$$\alpha_- = \frac{k}{e}\left\{\frac{5}{6}\frac{3f_{1/2}(\mu^*) + f_{3/2}(\mu^*)}{f_{1/2}(\mu^*) + \frac{\partial}{\partial\mu^*}f_{1/2}(\mu^*)} - \mu^*\right\}, \quad (40)$$

d) în cazul conductibilității polaronice:

$$\alpha_- = -\frac{k}{e}\left\{\frac{4}{3}\frac{f_3(\mu^*)}{f_2(\mu^*)} - \mu^*\right\}. \quad (41)$$

3. Efectul Hall la semiconductorii buni conductori

După cum rezultă din teoria cinetică [6] în cazul unui semiconductor cu conductibilitate mixtă, constanta izoter-

mică a lui Hall poate fi scrisă sub forma următoare (în cazul unor cîmpuri magnetice nu prea mari)

$$R = \frac{8\pi e^3}{ch^3} \frac{1}{\sigma^2} \left\{ (2\, m_+^*)^{1/2} \int_0^\infty l_+^2 (\varepsilon)\ \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_p^0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon - \right.$$

$$\left. - (2\, m_-^*)^{1/2} \int^\infty l^2 (\varepsilon)\ \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_n^0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \right\}. \qquad (42)$$

Ca şi în cazul forţei termoelectromotoare, studiul constantei Hall este, în acest caz general, întrucîtva îngreuiat. De aceea, vom analiza numai cazul cînd partea electronică a conductibilităţii predomină faţă de conductibilitatea prin găuri. Atunci

$$R = -\frac{1}{n_- ce} K_n (\mu^*), \qquad (43)$$

unde n_- este concentraţia electronilor de conductibilitate ($n_- = n_0^- \frac{2}{\sqrt{\pi}} f_{1/2} (\mu^*)$), $K_n (\mu^*)$ un coeficient de corecţie care depinde în general de forma variaţiei parcursului liber mijlociu în funcţie de energie, însă în mică măsură.

$$K_n (\mu^*) = \frac{3}{2} \frac{\left(2n + \frac{1}{2}\right) f_{1/2}(\mu^*) f_{2n-\frac{1}{2}} (\mu^*)}{(n+1)^2 \qquad f_n^2 (\mu^*)}. \qquad (44)$$

Aşa, de exemplu, în absenţa degenerării $K_n (\mu^*) = \frac{3\pi}{8}$ la $n = 0$ (semiconductori atomici) şi $K_n (\mu^*) = 1$ la $n = 1/2$ (semiconductori ionici), etc.

Formulele (43) şi (44) arată că, spre deosebire de conductibilitatea electrică şi forţa termoelectromotoare, formulele „clasice" $R_- = -\frac{3\pi}{8} \frac{1}{nce}$, sau $R_- = -\frac{1}{nce}$ trebuie să fie aplicabile (cu aproximaţia unui factor) şi la semiconductorii degeneraţi. Această concluzie, nu atinge fireşte, cazul semiconductorilor ionici la temperaturi joase şi concentraţii mari ale impurităţilor, deoarece în acest caz $K_n (\mu^*)$ este de o formă mai complicată. In afară de aceasta, aici ne limităm la cazul conductibilităţii de un singur semn; în cazul conductibilităţii mixte variaţia lui R în funcţie de μ^* se complică.

Comparaţia formulei (44) cu experienţa [9] în cazul germaniului cu impurităţi, arată că într-adevăr la temperaturi foarte joase $K_n(\mu^*)$ nu variază aproape deloc cu temperatura, chiar şi atunci cînd $\left(\frac{d\mu}{dT}\right)$ este foarte mare. Această comparaţie arată de asemenea că pentru o interpretare satisfăcătoare a datelor experimentale cîteodată poate să fie nevoie să se ţină seama şi de variaţia lui $K_n(\mu^*)$ în funcţie de temperatură care deşi este slabă este finită.

Anexă

1. In lucrarea [10] se dau graficele variaţiei lui $f_n(\mu^*)$ în funcţie de μ^* pentru anumite valori n egale cu numere întregi şi jumătăţi. Calitativ aceste relaţii aproape că nici nu diferă între ele pentru $-\infty \leqslant \mu' \leqslant 1.5$. La μ^* mari şi negative $f_n(\mu^*) \to \Gamma(n+1)\exp\mu^*$, la μ^* mari şi pozitive (degenerare intensă) $f_n(\mu^*)$ creşte la fel ca $\mu^{*\,n+1}$. De aceea, este firesc ca la $\mu^* \leqslant 1.5$ să se aproximeze $f_n(\mu^*)$ cu o relaţie de acelaşi fel ca şi $f_{1/2}(\mu^*)$ şi anume

$$f_n(\mu^*) = \frac{A_n \exp\mu^*}{1 + B_n \exp\mu^* + C_n \exp 2\mu^*}.$$

Totuşi, rezultă că este satisfăcătoare o aproximaţie de forma următoare

$$f_m(\mu^*) = m\,\frac{\exp\mu^*}{1 + b_m \exp\mu^*}, \quad -\infty \leqslant \mu^* \leqslant 1,5 \qquad \text{(I)}$$

$$m = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$$

$$f_{\frac{2p+1}{2}}(\mu^*) = \sqrt{\pi}\,\frac{1\cdot3\cdot5\ldots(2p+1)}{2^{p+1}}\,\frac{\exp\mu^*}{1 + c_p\exp\mu^*}, \quad -\infty \leqslant \mu^* \leqslant 1,5 \qquad \text{(II)}$$

$$p = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$$

unde b_m şi c_p sînt constante special alese : $f_m(\mu^*)$ şi $f_{\frac{2p+1}{2}}(\mu^*)$ pot fi dezvoltate în serie după puterile lui $\exp\mu^*$ şi $\exp(-\mu^*)$ pentru $\mu^* < 0$ şi respectiv $\mu^* > 0$, ceea ce permite tabelarea lor. Constantele b_m şi c_p au fost astfel alese încît pentru $f_m(\mu^*)$ şi $f_{\frac{2p+1}{2}}(\mu^*)$ deosebirea dintre valorile trecute în tabel şi formulele I şi II să nu fie mai mare de 3% în domeniul $-\infty \leqslant \mu^* \leqslant 1,5$. In felul acesta se poate obţine

$$b_0 = 0,3937, \quad b_1 = 0,1640, \quad b_2 = 0,0170,$$
$$c_1 = 0,0619, \quad c_2 = 0,0285, \quad c_3 = 0,0144.$$

După cum se vede, rolul termenilor de corecţie scade cînd numărul integrale creşte

2. Remarcăm că integrala $f_0(\mu^*)$ poate fi calculată precis

$$f_0(\mu^*) = \ln(1 + \exp\mu^*)$$

În mod analog, datorită relației de recurență

$$\frac{\partial}{\partial\mu^*} f_s(\mu^*) = s f_{s-1}(\mu^*).$$

valabilă pentru orice s (număr întreg sau semiîntreg) care poate fi demonstrată printr-o integrare simplă prin părți, avem

$$f_s(\mu^*) = s \int_{-\infty}^{\mu^*} f_{s-1}(\vartheta)\, d\vartheta,$$

Așa încît integrala de ordinul s poate fi exprimată în funcție de integrala care o precedă. De exemplu

$$f_1(\mu^*) = \frac{1}{b_1'} \ln(1 + b_1' \exp \mu^*), \quad -\infty \leqslant \mu^* \leqslant 1.5,$$

unde $b_1' = b_0 = 0{,}3937$.

3. Integrala

$$\Delta = \int_0^\infty \varepsilon^{3/2}(1 - f_{n,p}^0) \frac{\partial f_{n,p}^0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon$$

se calculează ușor prin integrare prin părți, utilizînd relația

$$f_{n,p}^{02} - f_{n,p}^0 = -\frac{\partial f_{n,p}^0}{\partial\mu^*}.$$

Obținem

$$\Delta = -\frac{3}{2}\frac{\partial}{\partial\mu^*} f_{1/2}(\mu^*) - \frac{1}{kT} f_{3/2}(\mu^*).$$

BIBLIOGRAFIE

1. K. S. Sifrin, JTF, 14, nr. 1, 2. 40—69. 1947.
2. A. G. Samoilovici, Buletinul Academiei de Ştiinţe a RSSU, nr. 3. 1954.
3. G. Busch şi H. Labhardt, Helv. Phys. Acta, 20, 461, 1946.
4. G. L. Pearson şi J. Bardeen, Phys. Rev., 75, 865, 1949.
5. A. Anselm şi V. Kleacikin, JETF, 22, 297, nr. 3. 1952.
6. A. G. Samoilovici şi L. L. Korenblit, UFN., 49, nr. 3. 1953.
7. C. Sifrin, JTF, 14, 40—69 1944.
8. S. I. Pecar, Issledovannia po elektronnoi teorii kristallov, (Studii referitoare la teoria electronică a cristalelor) Gostehizdat. M-L. 1954.
9. D. Finlason, P. Johnson şi F. Shipley. Phys. Rev. 87, 1141, 1952.
10. R. Wright, Proceeding of the Phys. Soc. A, 64, 984, 1951.

CU PRIVIRE LA TEORIA EFECTULUI UNUI CÎMP INTENS ÎN SEMICONDUCTORI *)

de A. I. GUBANOV

Se prezintă o scurtă sinteză a lucrărilor experimentale și teoretice referitoare la efectul unui cîmp intens în semiconductori. Dintre fenomenele posibile ale efectului unui cîmp intens s-a ales ionizarea termoelectronică și prin șoc. Teoria ionizării termoelectronice a lui Frenkel se generalizează asupra cazului unei relații exponențiale între energia electronului și distanța la centrul care leagă electronul. S-au obținut formule, care țin seama atît de ionizarea termoelectronică, cît și de cea prin șoc. Se ține seama de forțele imaginii din teoria redresorilor uscați, care a fost propusă de autor mai înainte.

INTRODUCERE

Se numește efect al unui cîmp intens în semiconductori sau dielectrici, abaterea de la legea lui Ohm în sensul creșterii conductibilității electrice în cîmpuri electrice intense. Acest efect produce o creștere bruscă a curentului odată cu creșterea cîmpului, ceea ce poate produce străpungerea dielectricului. In cazul străpungerii însă, curentul crește cu trecerea timpului, pînă la distrugerea materialului; în cazul efectului cîmpului intens însă, deși conductibilitatea electrică crește, se menține totuși o stare staționară. Cu toate acestea, mecanismul străpungerii electrice a dielectricilor uscați și mecanismul efectului unui cîmp intens au multe caracteristici comune.

---

*) K teorii effekta silnovo polia v poluprovodnikah, *Jurnal Tehniceskoi Fiziki*, nr. *2*, *1954*.

In această lucrare nu vom trata în mod special străpungerea, ci vom atrage atenția asupra dependenței curentului staționar de cîmp, în cazul cînd cîmpul are o intensitate mare, dar este încă insuficient pentru ca să apară străpungerea.

In afară de caracteristica stării anterioare străpungerii dielectricilor, efectul unui cîmp intens are o importanță practică în studiul funcționării redresorilor uscați și a altor aparate cu semiconductori. In acest caz, nu trebuie să confundăm efectul cîmpului intens cu micşorarea rezistenței redresorului în sensul de trecere a curentului care se datorește redistribuției sarcinilor în stratul de baraj neomogen și care are loc la cîmpuri relativ slabe. Efectul cîmpului intens poate avea loc și într-un semiconductor omogen și mecanismul său este cu totul altul. La semiconductori, însă, efectul cîmpului intens apare în sensul invers curentului, cînd cîmpul electric din stratul de baraj este destul de mare și produce o creștere a curentului invers, adică produce o înrăutățire a redresării.

1. Datele experimentale referitoare la efectul unui cîmp intens

Studiul efectului unui cîmp intens este extrem de larg. Aici vom aminti numai cîteva experiențe efectuate în special cu semiconductori. Vom insista, în primul rînd, asupra studierii efectului sub formă pură, adică vom insista, pe cît posibil, asupra modelelor omogene, care nu au o diferență de potențial de contact. In aceste condiții, în cazul unor cîmpuri slabe, legea lui Ohm se păstrează și numai începînd de la o valoare critică a cîmpului E_c, se observă o abatere de la aceasta; conductibilitatea crește odată cu cîmpul.

După felul creșterii conductibilității electrice odată cu cîmpul, deasupra valorii critice a acestuia, toate datele experimentale pot fi împărțite în două grupe. In prima grupă se observă așa numita lege a lui Pool: conductibilitatea crește aproximativ proporțional cu $e^{\alpha E}$. In a doua grupă de experiențe conductibilitatea este proporțională cu $e^{\beta\sqrt{E}}$; vom denumi această lege — legea lui Frenkel, întrucît relația de acest tip rezultă din teoria lui Frenkel [1].

Legea lui Pool a fost stabilită pentru prima dată de Pool [2] pentru mică. Prujinina - Granovskaia [3] a observat legea lui Pool la mică, la o temperatură între 325 — 425°C; în experiențele ei, $E_c = 10^5$ V/cm. Hippel [4] a obținut aproximativ aceeași valoare $E_c = 2.10^5$ V/cm pentru KCl, dar în cazul micii, după datele sale, cîmpul critic este mult mai

mare : $E_c = 4.10^6$ V/cm ; e drept însă că măsurătorile s-au făcut la temperaturi normale.

Cei mai mulți semiconductori au fost studiați de A. V. Ioffe și A. F. Ioffe [5, 6]. Legea lui Pool a fost observată de ei la Cu_2O ($E_c = 10^3 — 10^4$ V/cm), V_2O_5 ($E_c = 5.10^3 — 10^4$ V/cm), WO_3 ($E_c = 500$ V/cm, ceea ce provoacă oarecare îndoieli) și Tl_2S ($E_c = 2.10^3$ V/cm).

Legea lui Frenkel a fost observată și în cazul seleniului și SbS_3 ; în cazul seleniului autorii indică o valoare foarte mică $E_c = 10 — 20$ V/cm, iar la Sb_2S_3, $E_c = 4.10^3$ V/cm. In cazul lui MoS_2 s-a observat atît legea lui Frenkel, cît și legea lui Pool, iar $E_c = 500$ V/cm.

Gorelick și Dmitriev [6] au observat că la mică, odată cu creșterea cîmpului, se produce trecerea de la legea lui Pool la legea lui Frenkel, cînd cîmpul ajunge la valoarea (8 — 9). 10^5V/cm.

In toate experiențele enumerate, efectul cîmpului intens se observa numai la conductibilitatea de întuneric, în timp ce conductibilitatea de lumină nu creștea odată cu cîmpul ; iar uneori [4] curentul de lumină ajungea chiar la saturație. Din contra, Walter și Inge [9] au observat la NaCl între 70 — 80°C și la $E > E_c = 10^5 — 1{,}5.10^5$ o creștere atît a conductibilității de întuneric cît și a celei de lumină ; dar în timp ce curentul lor de întuneric creștea odată cu cîmpul de 40 — 50 ori, curentul de lumină creștea numai de 10—12 ori. Contrar acestora, Arsenieva-Heil [10] studiind NaCl la 20°C, au găsit că curentul de întuneric nu crește în cazul unui cîmp intens, în timp ce curentul de lumină, începînd de la $E = E_c = 10^5$ V/s, se supune legii lui Pool. Pe cît se pare, la această temperatură conductibilitatea de întuneric, la NaCl, este de tip ionic, ceea ce explică absența efectului cîmpului intens. Rekalova [11] a observat o creștere egală a conductibilității de întuneric și a celei de lumină după legea lui Pool la As_2S_3, pentru $E_c = 10^4$ V/cm.

Intre datele empirice asupra efectului cîmpului intens se se poate număra și relația, care se observă în practică, între rezistența inversă a redresorilor uscați și tensiunea aplicată. Conform tuturor datelor existente în literatură, această rezistență crește la început cu tensiunea, însă începînd de la aproximativ 1 V atinge un maxim și începe să scadă, cînd tensiunea crește mai departe. Noi am efectuat studii amănunțite, potrivit cărora această micșorare a rezistenței inverse nu poate fi explicată prin mecanismul obișnuit din teoria redresoarelor, acela al redistribuirii sarcinilor în stratul de baraj

și trebuie atribuită unui mecanism aparte ale efectului cîmpului intens. In lucrarea [12] se face o comparație între relația teoretică (fără a ține seama de efectul cîmpului intens) și relația empirică dintre rezistența inversă și tensiune. La tensiuni inverse mari rezistența observată este mai mică decît cea calculată, care crește monoton odată cu tensiunea. Acest efect al cîmpului intens nu se observă sub o formă pură, ci se suprapune peste mecanismul de redresare, adică peste efectul de redistribuire a sarcinilor.

Considerațiile făcute în lucrarea [12] arată că scăderea rezistenței începe, cînd intensitatea cîmpului electric din stratul de baraj este de același ordin cu cîmpul critic, păstrîndu-se efectul cîmpului intens sub formă pură.

Ințelegerea mecanismului efectului unui cîmp intens va permite să se stabilească acest efect la redresor și să se mărească rezistența inversă și, prin aceasta, să se îmbunătățească redresarea.

2. Mecanismele posibile ale efectului cîmpului intens

Se cunosc multe încercări de a da o explicație teoretică efectului unui cîmp intens și străpungerii dielectricilor uscați. Majoritatea teoriilor pot fi găsite în lucrarea lui Zingermann [13], de aceea nu vom insista în detaliu asupra lor, ci vom cita numai premisele inițiale și rezultatele finale. La baza diferitelor teorii stau următoarele mecanisme : 1) ionizarea electrică prin efectul de tunel ; 2) ionizarea termoelectronică, cînd cîmpul electric ușurează smulgerea termică a electronului din atom ; 3) ionizarea prin ciocnire ; 4) creșterea mobilității ; 5) efectul Stark sau lărgirea zonelor într-un cîmp intens.

Ionizarea electrostatică prin efectul cîmpului intens stă la baza teoriei lui Zener [14]. In cîmpul electric exterior zonele se înclină, din care cauză marginea inferioară a zonei de conductibilitate, la o distanță oarecare pe direcția cîmpului de la un punct dat A, este situată la același nivel cu marginea superioară a zonei de umplere în punctul A sau cu nivelele impurităților. In acest caz, electronul din zona de umplere sau din nivelul impurităților poate să ajungă, prin efectul de tunel, în zona de conductibilitate, ceea ce mărește conductibilitatea substanței.

Frecvența acestor treceri este :

$$\gamma = \frac{eEa}{h} e^{-\frac{\pi^2}{h^2} \frac{maE_g^2}{eE}} \quad (1)$$

unde e este sarcina electronului; E — intensitatea cîmpului electric, h — constanta lui Plank; a — constanta rețelei; m — masa electronului; E_0 — lățimea zonei interzise. După cum a mai remarcat și Frenkel [1], acest efect poate avea loc numai la cîmpuri foarte înalte, de ordinul $10^7 V/cm$ și — conform formulei (1) — numărul trecerilor, deci și curentul, crește atît de repede cu cîmpul, încît acest lucru trebuie să producă dintr-odată străpungerea dielectricului, fără o creștere staționară prealabilă a conductibilității.

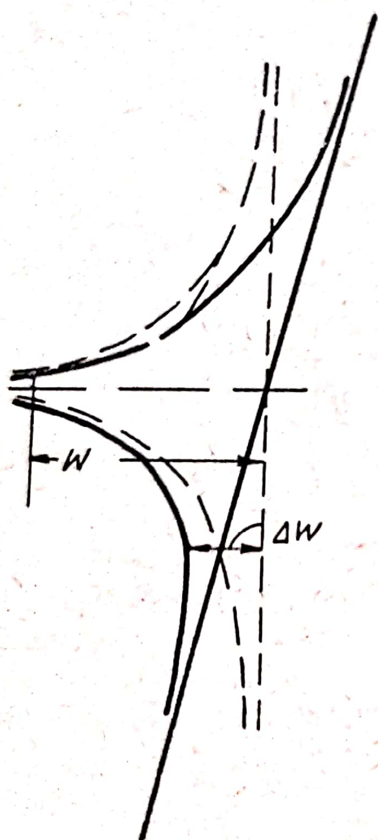


Fig. 1.

Fowler [15] a încercat, de asemenea, să explice creșterea conductibilității într-un cîmp intens prin efectul de tunel, dar nu în interiorul semiconductorului, ci lîngă electrodul metalic. Formula dedusă de Fowler și Nordheim [16], în cazul emisiei reci a electronilor din metal în vid, a fost aplicată de Fowler [15] la trecerea curentului din metal în semiconductor; el a obținut că acest efect este observabil și la cîmpuri de ordinul 10^7 V/cm.

Prin urmare, ambele teorii enunțate nu pot să explice creșterea conductibilității, care se observă în practică la cîmpuri mult mai mici.

Teoria ionizării termoelectronice a fost emisă de Frenkel [1]. Electronul legat de un nivel local se află, față de zona de conductibilitate, în zona potențială. In figură, forma acestei gropi în absența cîmpului este arătată punctat. Cînd se suprapune un cîmp extern, mersul potențialului este așa, cum se arată prin linia continuă. Dacă în lipsa cîmpului lucrul de ieșire este W, atunci, așa cum se vede din figură, în prezența cîmpului înălțimea minimă a barierei de potențial este $W - \Delta W$.

Considerînd că electronul este atras de un centru de impurități ca de o sarcină pozitivă punctuală, Frenkel obține

$$\Delta W = 2e\sqrt{\frac{eE}{\varepsilon}}\ \text{eV}, \qquad (2)$$

unde ε este permitivitatea mediului, şi, prin urmare, în prezenţa cîmpului conductibilitatea este

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{\sqrt{e^3 E}}{kT\sqrt{\varepsilon}}}. \qquad (3)$$

Conform formulei (3), abaterea sensibilă faţă de legea lui Ohm începe de la cîmpuri de ordinul 10^3—10^4 V/cm, însă creşterea conductibilităţii cu cîmpul se produce relativ lent.

Mecanismul Frenkel poate fi denumit efect Shottky spaţial, întrucît el este absolut analog cu micşorarea lucrului de ieşire din metal în vid, în cazul emisiei termoelectronice, provocată de un cîmp electric intens (efect Shottky), însă mecanismul Frenkel nu acţionează lîngă electrod, ci în întreg volumul semiconductorului. La un semiconductor are loc şi un efect Shottky normal, lîngă electrod, dacă se ţine seamă de forţele imaginii electrice care au un rol deosebit în stratul de oprire al redresoarelor uscate în sensul invers. Pentru prima dată, forţele imaginei electrice au fost luate în considerare în lucrarea lui Mott [17]; mai consecvent au făcut acest lucru Landsberg [18] şi Billig şi Tech [19]. O expunere concisă a acestor lucrări poate fi găsită în lucrarea de sinteză [20] a autorului acestui articol. Luarea în considerare a forţelor imaginii, permit să se explice micşorarea rezistenţei de oprire la redresoarele uscate odată cu creşterea tensiunii de oprire. Efectul începe de asemenea la cîmpuri relativ mici.

Ionizarea prin şocul electronilor, acceleraţi într-un cîmp puternic, a fost studiată de Froehlich [21] Seeger şi Teller [22], Hippel şi Alice [23] şi Callen [24]. Toţi aceşti autori calculează numai mărimea cîmpului de străpungere şi nu se interesează de creşterea curentului înainte de străpungere. De aceea nu vom insista asupra acestor teorii, trimiţînd cititorul pentru amănunte la lucrarea de sinteză a lui Zingermann [13]. Vom remarca numai că toate teoriile enumerate, ale ionizării prin şoc, prezintă un inconvenient general : în aceste teorii se consideră comportarea unui electron izolat, nu se introduce funcţia de distribuţie a electronilor după energii şi nu se rezolvă ecuaţia cinetică a acestei funcţii de distribuţie. De aici, apare la Froelich şi Hippel necesitatea de a introduce premise artificiale şi diferite criterii. La un nivel mult mai ridicat se găseşte teoria lui Pisarenko [25], care a fost dată pe nedrept uitării.

Pisarenko a alcătuit ecuaţia cinetică a funcţiei de distribuţie a electronilor după impulsuri, în care a ţinut seamă de acceleraţia electronilor într-un cîmp electric, de cedarea im-

pulsului şi energiei de către electroni în cazul unei ciocniri cu fononi şi de ionizarea atomilor impurităţilor prin şocurile electronilor. In urma calculelor a rezultat că, începînd cu un cîmp de ordinul $5 \cdot 10^4$ V/cm, conductibilitatea creşte mult odată cu cîmpul, aproximativ după legea lui Pool. In felul acesta, ionizarea prin şoc începe să acţioneze la cîmpuri mai puternice decît ionizarea termoelectronică, dar produce o creştere mai mare a curentului odată cu cîmpul şi, prin urmare, va avea rolul principal la cîmpuri foarte puternice.

Creşterea mobilităţii într-un cîmp puternic a fost calculată de Davidov şi Smuşkevici [26] la o reţea ionică. A fost rezolvată ecuaţia cinetică pentru electroni, în care s-a ţinut seama de interacţiunea dintre electroni şi vibraţiile optice longitudinale ale reţelei. Ca rezultat s-a obţinut că mobilitatea începe să crească la $E = 10^5$ V/cm şi tinde, cu creşterea ulterioară a cîmpului, către o valoare constantă. Creşterea maximă a mobilităţii este mică şi nu poate să explice efectul, care se observă în practică. In afară de aceasta, creşterea mobilităţii are loc numai la reţelele ionice, iar la reţelele atomice, după cum a arătat Davîdov [27], mobilitatea scade în cîmpurile puternice, în timp ce în practică se observă, întotdeauna o creştere a conductibilităţii electrice într-un cîmp puternic.

Efectul Stark constă dintr-o deplasare şi o divizare a nivelelor energetice într-un cîmp electric. Dacă marginea inferioară a zonei de conductibilitate se deplasează în jos, iar marginea superioară a zonei de umplere se deplasează în sus, se produce o micşorare a lăţimii spaţiului dintre ele, ceea ce produce o creştere a conductibilităţii. Wolkenstein [28] a încercat să explice în felul acesta creşterea conductibilităţii într-un cîmp puternic, dar evaluările cantitative arată că acest efect este mic şi poate să aibă un rol numai la cîmpuri de ordinul $10^6 - 10^7$ V/cm.

Rezumatul scurt, pe care l-am dat aici, permite să formulăm următoarea idee asupra efectului cîmpului puternic. In primul rînd începe să acţioneze mecanismul lui Frenkel, care produce o mărire relativ moderată a numărului purtătorilor de curent liberi. Cu creşterea continuă a cîmpului apare şi acţiunea ionizării prin şoc, care măreşte şi mai mult numărul electronilor liberi, aflaţi deja în număr mai mare datorită ionizării termoelectronice. Pe cît se pare, ionizarea prin şoc duce la străpungere mai înainte de a intra în acţiune mecanismul ionizării electrostatice şi efectul Stark.

Zingermann [13] dă în fig. 18 curbe, potrivit cărora la început intră în acţiune ionizarea termoelectronică; la un

cîmp ceva mai mic de 10^6 V/cm începe să predomine ionizarea electrostatică, iar la un cîmp mai mare de 10^6 V/cm, ionizarea prin şoc. Zingermann nu arată însă pe baza căror formule teoretice şi date numerice au fost construite graficele sale. Fireşte, el n-a cunoscut lucrarea lui Pisarenko şi de aceea a subevaluat rolul ionizării prin şoc.

In capitolele care urmează vom analiza mai amănunţit teoria ionizării termoelectronice şi a ionizării prin şoc.

3. Generalizarea teoriei ionizării termoelectronice

Conform formulei (3), creşterea conductibilităţii electrice apare treptat la cîmpuri foarte mici, în timp ce în practică abatarea dela lege lui Ohm începe numai de la cîmpuri mai mari decît cel critic. Să analizăm care pot fi cauzele acestei deosebiri. La demonstrarea formulei (3) s-au făcut două ipoteze. In primul rînd, se consideră că, dacă un electron este excitat pînă la energia corespunzătoare minimului barierei de potenţial, el părăseşte atomul în mod obligatoriu. In al doilea rînd, se admite că energia potenţială a electronului din atom este energia din cîmpul unei sarcini coulombiene punctuale, $u = -\frac{e}{\varepsilon r}$.

Prima ipoteză este adevărată, dacă durata vieţii electronului în stare excitată este mult mai mare decît timpul necesar pentru ieşirea electronului prin deschiderea relativ îngustă din bariera de potenţial, corespunzătoare trecătorii minime prin aceasta, întrucît bariera de potenţial scade cu mărimea (2) numai în direcţia forţei care acţionează asupra electronului dinspre partea cîmpului extern. In cazul unui atom de gaz, această relaţie are loc într-adevăr, întrucît probabilitatea ca electronul să se întoarcă în starea iniţială cu emisiunea unui foton este relativ mică. Dacă însă atomul se găseşte într-o reţea cristalină, atunci datorită ciocnirilor cu fononi — durata vieţii unui electron excitat este mult mai mică. Depărtarea pînă la maximul barierei de potenţial, egală după calculele lui Frenkel [1] cu :

$$r_m = \sqrt{\frac{e}{\varepsilon E}}, \tag{4}$$

este în cazul unor cîmpuri slabe de o lungime mult mai mare, decît parcursul liber al electronului, astfel încît electronul eliberat cedează energia sa fononilor înainte de a se depărta definitiv de atom. Prin urmare, în cazul cîmpurilor slabe, efectul nu va avea realmente loc.

A doua ipoteză nu se confirmă nici ea întotdeauna și se poate întîmpla ca energia potențială de interacțiune a electronului sau a găurilor cu un centru de impurități să fie de forma

$$u = -\frac{e^2}{\varepsilon r} e^{-\frac{r}{r_0}}. \tag{5}$$

Acest lucru se realizează practic în două cazuri.

1. Dacă electronul nu se smulge de la un ion pozitiv, ci de la un atom neutru, cu care el a format un ion negativ. In acest caz, r_0 este egal cu raza medie a orbitelor electronice exterioare ale atomului.

2. Dacă sarcina centrului coulombian este ecranată de alți electroni. Aici, r_0 este egal cu raza Debye și depinde de concentrația n a electronilor liberi, conform formulei:

$$r_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon k T}{8\pi n e^2}}. \tag{6}$$

Variația energiei potențiale totale a electronului în sensul cîmpului este descrisă de expresia

$$u = -\frac{e^2}{\varepsilon r} e^{-\frac{r}{r_0}} - eEr, \tag{7}$$

care prezintă un maxim, pe care putem să-l determinăm anulînd derivata expresiei (7) în raport cu r, de unde rezultă:

$$\frac{e}{\varepsilon r_m} e^{-\frac{rm}{r_0}} \left(\frac{1}{rm} + \frac{1}{r_0}\right) = E. \tag{8}$$

Dacă $E \gg \frac{e}{2\varepsilon r_0^2}$, atunci, din ultima formulă, obținem expresia (4) pentru r_m și expresia (2) pentru ΔW. In acest caz, $r_m \ll r_0$. In caz contrar, cînd $E \ll \frac{e}{2\varepsilon r_0^2}$,

$$r_m \simeq r_0 \ln \frac{2e}{2\varepsilon r_0^2}. \tag{9}$$

Substituind în (7) această valoare și neglijînd factorii logaritmici, obținem

$$u_m = \Delta W \simeq \frac{3}{2} eEr_0. \tag{10}$$

Astfel, datorită efectului lui Frenkel, viteza de ionizare a atomilor impurităților crește de χ ori, unde

$$\alpha = e^{\frac{\Delta W}{kT}}. \tag{11}$$

La $E \gg E_1$, ΔW este dat de expresia (2), iar la $E \ll E_1$, de expresia (10); în domeniul intermediar mărimea ΔW poate fi calculată prin rezolvarea numerică a ecuației (8). Aici

$$E_1 \simeq \frac{e}{2\varepsilon r_0^2}. \tag{12}$$

In domeniul său de aplicabilitate, pentru $E \ll E_1$ expresia (10) dă valori ΔW mai mici decît (2), ceea ce corespunde unei abateri mai mici de la legea lui Ohm în cazul cîmpurilor slabe, adică unei concordanțe mai bune cu practica.

Remarcăm că pentru $E \ll E_1$, conform (10), nu se obține legea lui Frenkel, ci legea lui Pool; prin aceasta se poate explica ușor trecerea de la legea lui Pool la legea lui Frenkel odată cu creșterea cîmpului, pe care au observat-o Gorelik și Dmitriev [8]. La cîmpuri relativ slabe este valabilă expresia (10), care dă legea lui Pool, iar la cîmpuri mai puternice este valabilă expresia (10), care dă legea lui Frenkel. Trecerea are loc în domeniul $E \simeq E_1$. Dacă $r_0 = 4 \cdot 10^7$ cm, la $\varepsilon = 8$ valoarea E_1 coincide cu cea observată în practică.

4. Teoria ionizării prin șoc și mecanismul general al fenomenului

Vom ține acum seamă, pe lîngă ionizarea termoelectronică, și de ionizarea prin șoc, pe care a calculat-o Pisarenko [25]. In acest caz, ecuația de echilibru a numărului electronilor liberi în regim permanent este de forma

$$\chi k_0 (N - n) + n\bar{\lambda}_i \frac{N - n}{N} = k_2 n^2 \tag{13}$$

Aici, primul termen din stînga dă excitațiile termice normale ale electronilor, majorați datorită efectului Frenkel (factorul χ), al doilea termen dă ionizarea prin șoc, iar membrul doi al ecuației dă recombinarea patratică; N este numărul centrelor de impurități. Numărul excitațiilor este proporțional cu numărul electronilor $N - n$ rămași la centrele de impurități. Numărul ionizărilor prin șoc este, în afară de aceasta, proporțional cu

concentrația electronilor liberi n. k_0 este coeficientul ionizării termice ; k_2 este coeficientul de recombinare ; $\bar{\lambda}_1$ este coeficientul mediu al ionizării prin şoc.

Prin analogie cu gazele, Pisarenko presupune că coeficientu ionizării prin şocul electronilor cu o anumit energie ε, mai mare decît energia de ionizare ε_i, este

$$\lambda_i = \lambda_m \sqrt{\frac{\varepsilon_i e}{\varepsilon}} \ln \frac{\varepsilon}{\varepsilon_i}, \tag{14}$$

unde e este baza logaritmilor naturali ; λ_m este valoarea λ_i pentru $\varepsilon = e\varepsilon_i$. Pentru a afla valoarea medie a expresiei (14) după toate energiile posibile ale electronilor, trebuie să cunoaştem funcția de distribuție a electronilor pe impulsuri într-un cîmp puternic, iar pentru aceasta trebuie să rezolvăm ecuația cinetică a electronilor prin descompunerea funcției de distribuție într-o serie de funcțiuni sferice.

$$f(\vec{p}) = f_0(\varepsilon) + f_1(\varepsilon) \cos\theta + \ldots, \tag{15}$$

unde θ este unghiul dintre direcția $\vec{p}$ a impulsului electronului şi direcția $\vec{E}$ a cîmpului electric. In procesul de calculare a funcțiilor f_0 şi f_1 Pisarenko aplică dezvoltarea în serie după puterile $\frac{\hbar\omega}{\varepsilon}$, unde ε este energia electronului, iar $\hbar\omega$ este partea din această energie care se transmite la fiecare interacțiune a electronului cu undele elastice. Ca rezultat, în urma unor calcule îndelungate se obține pentru semiconductorii de impurități

$$f_0(x) = \frac{2^{\frac{3}{4}} \Gamma\left(\frac{5}{4}\right) \sqrt{n}}{(2\pi m k T)^{\frac{3}{2}} p^{p+\frac{3}{4}}} (x + p)\, p_e - x, \tag{16}$$

$$f_1 = -\frac{eEl}{kT} \frac{df_0}{d\varepsilon}. \tag{17}$$

unde

$$x = \frac{\varepsilon}{kT}, \quad p = \frac{(eEl)^2}{6m\omega^2 kT}, \tag{18}$$

Aici l este lungimea parcursului liber al electronului, iar ω este viteza sunetului în substanța respectivă.

Cu ajutorul expresiilor (14) și (16) se obține

$$\bar{\lambda}_i = \frac{\int \lambda_i f d^p}{\int f d_p^{\to}} = \frac{2^{\frac{5}{4}} \Gamma\left(\frac{5}{4}\right) \lambda_m \sqrt{x_i e}}{\pi p^{\frac{3}{4}}} \int_{x_i}^{\infty} \ln \frac{x}{x_i} \left(1 + \frac{x}{p}\right)^p e^{-x} dx. \quad (19)$$

Dacă ne limităm la aproximația $\ln \frac{x}{x_i} \simeq \frac{x - x_i}{x_i}$, atunci intervalul din (19) se ia, și obținem

$$\bar{\lambda}_i \frac{2^{\frac{3}{4}} \Gamma\left(\frac{5}{4}\right)}{\pi} \lambda_m \sqrt{\frac{e}{x_i}} \frac{p+1}{p^{\frac{3}{4}}} \left(1 + \frac{x_i}{p}\right)^p. \quad (20)$$

Conductibilitatea într-un cîmp puternic este

$$\sigma_E = \Gamma\left(\frac{5}{4}\right) \sqrt[4]{\frac{32}{3\pi}} \sqrt{\frac{e\omega\sigma_0}{n_0 E}}\, n, \quad (21)$$

unde σ_0 este conductibilitatea într-un cîmp slab. Dacă nu se ține seama de creșterea numărului de purtători de curent într-un cîmp intens, adică dacă se pune $n = n_0$, formula (19) obținută de Pisarenko se transformă în formula (47) din lucrarea Davîdov [27].

Punînd

$$n_0 \ll N, \frac{\bar{\lambda}_i}{k_2} = \gamma \quad (22)$$

ținînd seamă că $k_0 N_0 = k_2 n_2^0$ și rezolvînd ecuația (13), obținem expresia care ne dă n:

$$n = \frac{\gamma - \frac{\chi n_0^2}{N}}{2\left(1 + \frac{\gamma}{N}\right)} + \sqrt{\frac{\chi n_0^2}{1 + \frac{\gamma}{n}} + \frac{1}{4}\left(\frac{\gamma - \frac{\chi n_0^2}{N}}{1 + \frac{\gamma}{N}}\right)^2}. \quad (23)$$

Această expresie este o generalizare a formulelor corespunzătoare ale lui Pisarenko și ține seama, atît de ionizarea prin șoc, cît și de ionizarea termoelectronică, precum și de recombinarea patratică și de posibilitatea de epuizare a centrelor

de impurități. Formula (23) se simplifică în cazuri particulare, și anume, cînd nu există epuizare.

$$n \simeq \frac{\gamma}{2} + \sqrt{\chi n_0^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \, . \qquad (24)$$

Ultima expresie este valabilă și în cazul în care electronii nu sînt smulși din centrele de impurități, cei din zona plină. Fără ionizarea prin șoc, cînd $\gamma = 0$, expresia (23) dă o relație de tipul (3), iar în cazul opus al unei ionizări prin șoc foarte puternice, pentru $\gamma \gg n_0 \sqrt{\chi}$, avem:

$$n \simeq \frac{N\gamma}{N + \gamma} \, . \qquad (25)$$

Din expresiile (23) — (25) rezultă că, contrar afirmațiilor lui Pisarenko, numărul electronilor n la o ionizare prin șoc nu este deloc proporțional cu numărul inițial n_0. Prin urmare, fotoconductibilitatea nu trebuie să crească într-un cîmp puternic din cauza ionizării prin șoc și se înlătură neconcordanța dintre teoria ionizării prin șoc și practică, de care amintește însuși Pisarenko, și anume că în majoritatea cazurilor, în practică, fotoconductibilitatea nu crește cu cîmpul. Acest rezultat se datorește faptului că noi am adoptat recombinarea patratică. In ipoteza unei recombinări liniare, se obține că n este proporțional cu n_0; dar această ipoteză ni se pare neverosimilă, în regim permanent. Chiar și Pisarenko [25] remarcă faptul că recombinarea patratică dă o concordanță mai bună cu practica.

Rezultă deci că ionizarea prin șoc nu poate fi o cauză a creșterii fotoconductibilității într-un cîmp puternic, cum a fost cel observat în lucrările [9—11]. Pe cît se pare, aici rolul principal îl are creșterea mobilității purtătorilor de curent prevăzută de Davîdov și Șmușkevici [26]. In concordanță cu teoria lor, creșterea fotoconductibilității s-a observat numai la substanțe cu rețea ionică (NaCl și As_2S_3). Aici devine foarte clar faptul că, potrivit lucrării [9], în NaCl creșterea fotoconductibilității cu cîmpul este mică în comparație cu creșterea conductibilității la întuneric, provocată în afară de creșterea mobilității și de ionizarea termoelectronică și ionizarea prin șoc. La As_2S_3 conductibilitatea la întuneric și conductibilitatea la lumină cresc la fel; se poate presupune că din anumite cauze la acestă materie ionizarea suplimentară într-un cîmp puternic nu are loc, însă această problemă nu poate fi încă considerată complet rezolvată.

La rețelele atomice, așa cum a indicat și Pisarenko, în cazul cîmpurilor mici, cît timp ionizarea prin șoc nu joacă încă nici un rol, conform formulei (21) conductibilitatea trebuie să scadă cu cîmpul, fapt care nu se observă niciodată în practică. Această circumstanță își găsește în teoria noastră generalizată o explicație firească, și anume, scăderea mobilității într-un cîmp puternic exprimată prin formula (21) este cu prisosință compensată prin creșterea numărului purtătorilor de curent, ca urmare a ionizării termoelectronice, care intră în acțiune la cîmpuri mai mici, decît ionizarea prin șoc.

5. Luarea în considerație a forțelor imaginii în teoria redresoarelor uscate

Autorul acestui articol [12] a elaborat teoria redresoarelor uscate, în care însă, nu s-a ținut seama de forțele imaginii, din care cauză teoria nu a explicat scăderea rezistenței inverse, după ce ea a atins maximul, cu creșterea tensiunii inverse. Aici, vom cita formulele fundamentale din lucrarea [12], completîndu-le cu un termen care ține seama de forțele imaginii, așa cum s-a făcut în lucrările [18, 19]. Forța imaginii electrice care acționează asupra sarcinii e în apropierea electrodului este $\frac{e^2}{4\varepsilon x^2}$ unde x este distanța de la electrod.

In cazul unei sarcini pozitive (a găurii) acestă forță corespunde potențialului suplimentar $-\frac{e}{4\varepsilon x}$ al forțelor imaginii. Aceasta înseamnă că la rezolvarea ecuației de difuzie pentru găurile din domeniul I din apropierea electrozilor, în expresia (32) din lucrarea [2] și în toate formulele care rezultă din această expresie, trebuie înlocuit potențialul obișnuit φ cu potențialul eficace φ^*, care ține seama de forțele imaginei.

$$\varphi^* = \varphi - \frac{e}{4\varepsilon x}. \tag{26}$$

In domeniile II și III, mai îndepărtate de electrod, forțele imaginii pot fi neglijate întrucît ele scad repede cu distanța de la electrod.

După cum s-a arătat în lucrarea [12], dacă masa principală a semiconductorului are o conductibilitate prin găuri, ca la redresorii cu cuproxid și cu seleniu, curentul principal va fi prin găuri și de aceea, aici vom cita numai formulele pentru găuri.

Conform celor enunțate mai sus, concentrația găurilor din domeniul I va fi

$$n_2 = n_2^{\infty}\, e^{\frac{e}{kT}(V'\varphi^{\star})} - \frac{ej_2}{u_2 kT}\, e^{-\frac{e\varphi^{\star}}{kT}} \int_0^x e^{\frac{e\varphi^{\star}}{kT}} dx. \qquad (27)$$

Aici, n_2^{∞} este concentrația găurilor departe de electrod ; j_2 este fluxul găurilor ; u_2 este mobilitatea lor ; V este tensiunea externă aplicată redresorului.

Concentrația găurilor în domeniul II (de trecere de la domeniul I electronic la stratul cu găuri al semiconductorului) este dată de expresia (21) din lucrarea [12] în care vom înlocui integrala Fermi cu o funcție exponențială, ceea ce se poate face în sensul invers și în cazul unei tensiuni de trecere mici. Rezultatul va fi

$$n_2 = n_2^{\infty}\, e^{-\frac{e\varphi}{kT}} + \frac{ej_2}{u_2 kT}\, e^{-\frac{e\varphi}{kT}} \int_x^{x_2} e^{\frac{e\varphi}{kT}} dx, \qquad (28)$$

unde x_2 este limita domeniului al doilea. Egalînd expresia (37) cu (38) la limita dintre domeniul I și II, pentru $x = x_1$, și ținînd seama de faptul că în acel punct $\varphi^{\star} \simeq \varphi$, obținem expresia densității fluxului de găuri, adică caracteristica tensiune-curent a redresorului va fi

$$j_2 = \frac{\dfrac{-u_2 kT}{e}\, n_2^{\infty}\left(1 - e^{\frac{ek}{kT}}\right)}{L_1 + L_{+\mathrm{II}}}, \qquad (29)$$

unde

$$L_1 = \int_0^{x_1} e^{\frac{e\varphi^{\star}}{kT}} dx, \quad L_{+\mathrm{II}} = \int_{x_1}^{x_2} e^{\frac{e\varphi}{kT}} dx. \qquad (30)$$

Pentru a calcula pe L, observăm următoarele : dacă cîmpul de lîngă contact $E_c > 0$, ceeace are loc întotdeauna în cazul modelului adoptat, în afară de cazul tensiunilor mari în sensul direct, atunci $\varphi^{\star}$ atinge maximul $\varphi_m^{\star}$ la un anumit $x = x_m$. Pentru a determina x_m și $\varphi_m^{\star}$ vom admite, urmînd pe Billig și Tech [19], că în stratul subțire $0 < x < x_m$ cîmpul E este constant și egal cu E_c. Atunci

$$\varphi^{\star} \simeq \varphi_k - E_k \cdot x - \frac{e}{4\varepsilon x} \qquad (31)$$

şi, evident,

$$x_m = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{e}{\varepsilon E_{k.}}}, \quad \varphi_m^{*} = \varphi_{k.} + \sqrt{\frac{eE_{k.}}{\varepsilon}}, \tag{32}$$

unde potenţialul de lîngă contact este

$$\varphi_{k.} = V + V_{k.}, \tag{33}$$

unde $V_{k.}$ este diferenţa de potenţial de contact.

Integrala aflată în expresia lui L_1 se calculează prin metoda trecătorilor, prin dezvoltarea în serie a lui φ^{*} în jurul valorii sale maxime şi prin extinderea limitelor de integrare pînă la infinit, ceea ce dă

$$L_1 \simeq e^{\frac{e\varphi_m^{*}}{kT}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{e^2\xi^2}{4\varepsilon x_m^3 kT}} d\xi = e^{\frac{e\varphi_{k.}}{kT} - \frac{1}{kT}\sqrt{\frac{e^3E_k}{kT}}} \sqrt{\frac{\pi kT}{2E_k^{\frac{3}{2}}\sqrt{e\varepsilon}}} \tag{34}$$

Această formulă este adevărată numai pentru $(\varphi_k - \varphi_m) > \frac{kT}{e}$; în caz contrar metoda trecătorilor dă o aproximaţie cam grosieră micşorînd rezistenţa barierei de potenţial. In cazul $(\varphi_k - \varphi_m) < \frac{kT}{e}$, adică atunci cînd $(E_k) > \frac{\varepsilon(kT)^2}{e^3}$, este mai bine să se utilizeze formula aproximativă

$$L_1 \simeq \frac{2kT}{eE_{k.}} e^{\frac{e\varphi_m^{*}}{kT}} = \frac{2kT}{eE_{k.}} e^{\frac{e\varphi_k}{kT} - \frac{1}{kT}\sqrt{\frac{e^3E_k}{\varepsilon}}}. \tag{35}$$

Din formulele citate rezultă că forţele imaginii joacă un rol numai cînd E_k este mare, deci cînd tensiunea inversă este mare; atunci termenul L_{+II} de la numitorul (37) este mic şi poate fi neglijat. Forţele imaginii nu influenţează curentul direct.

Studiul expresiei (29), împreună cu (34), arată că curentul invers creşte aproximativ proporţional cu $E_k^{\frac{3}{4}} e^{\frac{1}{kT}\sqrt{\frac{e^3E_k}{\varepsilon}}}$. In cazul tensiunii inverse mari, E_k este aproximativ proporţional cu $\sqrt{V}$, adică curentul este proporţional cu $V^{\frac{3}{8}} e^{\beta \sqrt[4]{V}}$, iar rezistenţa în sensul invers, după ce trece printr-un maxim, va scădea odată cu creşterea tensiunii inverse, ceea ce se şi observă în practică.

BIBLIOGRAFIE

1. A. I. Frenkel. JETF. 8, 1893, 1938.
2. Pool. Phil. Mag. 1914.
3. Prujinina-Granovskaia, JETF, 7. 506, 1937.
4. A. Hippel, Phys. Rev., 54. 1096. 1938.
5. A.V. Ioffe și A. F. Ioffe, DAN, SSSR, 16, 77. 1937.
6. A. V. Ioffe și A. F. Ioffe, JETF 9, 1428. 1939.
7. A. V. Ioffe și A. F. Ioffe, JETF, 9. 1451, 1939.
8. B. V. Gorelik și Dmitriev, JTF, XVIII, 333, 1948.
9. Walter și Inge, JETF, X, 1034, 1940.
10. A. N. Arsenieva-Heil, JTF, XI, 550, 1945.
11. G. I. Rekalova, JTF, XXI, 1041, 1951.
12. A. I. Gubanov, JTF, XX, 381, 1952.
13. A. S. Zingermann, UFN, 46, 450, 1952.
14. C. Zener, Proc. Roy. Soc., 145, 523, 1934.
15. Fowler, Proc. Roy. Soc. A. 141, 56, 1933.
16. Fowler, A. Nordheim, Proc. Roy. Soc. A. 119, 173. 1928.
17. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. A. 171, 27, 1939.
18. R. T. Landsberg, Proc. Roy. Soc. A., 206, 463. 1451.
19. F. Billig a.D.S. Tech. Proc. Roy. Soc. A., 207, 156, 1951.
20. A. I. Gubanov, JTF. XXIII, nr. 6. 1953.
21. H. Fröhlich, Proc. Roy. Soc., A., 160, 230, 1937.
22. R. J. Seeger a. Teller, Rev. 54, 515, 1938.
23. A. Hippel a. Alice, Phys. Rev. 76, 127, 1949.
24. H. Calen, Phys. Rev., 76, 1394 1949.
25. N. L. Pisarenko, Isz. AN SSSR, Seria fizică 631, 1938.
26. B. I. Davîdov și I. M. Smușkevici, JETF, X, 1043, 1940.
27. B. I. Davîdov, JETF, VI. 463, 471, 1936.
28. F. F. Wolkenstein, JTF, V, 583, 1935.

DIFUZIA ȘI MIȘCAREA DIRIJATĂ A FOTOELECTRONILOR LA UN SEMICONDUCTOR ILUMINAT PARȚIAL *)

de A. I. GUBANOV

S-a calculat difuzia și mișcarea dirijată a fotoelectronilor la limita umbrei într-un cristal iluminat parțial cînd există numai purtători de curent de un singur tip, iar cîmpul exterior este orientat perpendicular pe limita umbrei. S-a examinat atît cazul unei fotoconductibilități mici, cît și cazul cînd fotoconductibilitatea este mare; s-a calculat distribuția electronilor și s-au obținut caracteristicile tensiune · curent pentru cazul cînd este iluminată porțiunea din vecinătatea unui electrod și pentru cazul cînd este iluminată partea centrală a probei.

1. Introducere și ecuațiile generale

Adesea, în studiile experimentale ale efectului fotoelectric intern în cristale nu este iluminată întreaga probă, ci numai o parte a ei. Așa de pildă Rîvkin [1] ilumina numai partea centrală a probei pentru a exclude influența efectelor ce se obțin în vecinătatea electrozilor și pentru a studia efectul fotoelectric spațial într-o formă pură. Rîvkin și Parițki [2], iluminînd fie partea centrală a probei, fie domeniul de lîngă un singur electrod, au studiat mișcarea dirijată a fotopurtătorilor din zona iluminată înspre zona întunecată și au obținut o serie de fenomene interesante care se datoresc acestei mișcări.

---

*) Diffuziia dreif fotoelectronov v ciasticino osveșcennom poluprovodnike, *Jurnal Tehniceskoi Fiziki* nr. 5. 1954

In lucrarea de față se calculează difuzia și mișcarea dirijată a fotoelectronilor la limita umbrei; la determinarea distribuției concentrației fotoelectronilor am considerat că, atît domeniul luminat cît și cel întunecat sînt destul de largi, așa încît putem să nu ținem seama de influența electrozilor sau de al doilea domeniu întunecat (dacă s-ar ține seama de aceste influențe nu s-ar introduce nimic principial nou, în schimb calculul ar deveni mult mai anevoios). Dar în acest caz problema propusă este foarte apropiată de teoria contactului dintre doi semiconductori cu același tip de conductibilitate, care a fost publicată de autor [3]. Aici, rolul unuia din semiconductori îl joacă domeniul iluminat, în timp ce domeniul întunecat joacă rolul celuilalt semiconductor. De aceea, folosim metodele de calcul din lucrarea [3], dînd aci numai rezultatele obținute. Vom studia, în special, cazul conductibilității fotoelectrice mici, cînd se poate obține ușor soluția pentru orice intensitate a curentului. Vom vorbi de fotoelectroni, dar dacă se schimbă semnul sarcinii întregul calcul poate fi aplicat și fotogăurilor, precum și purtătorilor de curent produși de un alt mod de iradiere.

Ecuațiile inițiale pentru efectuarea calculului sînt: ecuația de difuzie

$$j = u\left(eEn + \frac{kT}{e}\frac{dn}{dx}\right) \tag{1}$$

și ecuația lui Poisson

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\varepsilon}(\nu - n), \tag{2}$$

unde j este densitatea de curent; n și u sînt respectiv concentrația și mobilitatea electronilor; E — intensitatea cîmpului; T — temperatura; k — constanta lui Boltzmann; e — sarcina electrodului, iar ε—permetivitatea. Ne vom limita la cazul plan și la regimul staționar. Axa x este orientată perpendicular pe limita umbrei $x = 0$. Concentrația ν a sarcinilor fixe se află în stare de echilibru cu n. Dacă atît tranzițiile luminoase cît și cele termice, se fac de pe nivelele donorilor în zona de conductibilitate, atunci, din condiția ca ν să fie constant, se obține ușor

$$\nu = \frac{N}{1 + \alpha_{e,i}\, n}, \tag{3}$$

unde N este concentrația centrelor de impurități; în zona iluminată coeficientul

$$\alpha_l = \frac{N - n_i}{n_i^2 + (N - n_i)\,\tau\iota n_i} \tag{4}$$

iar în cea întunecată

$$\alpha_i = \frac{N - n_i}{n_i^2} \tag{5}$$

unde N_i este concentrația electronilor în interiorul umbrei; τ — viața medie a unui electron în zona de conductibilitate; ε — un coeficient proporțional cu intensitatea de iluminare; aici s-a admis că numărul tranzițiilor luminoase este proporțional cu numărul electronilor $N - \nu$ de pe nivelele donore.

In cazul altor scheme de tranziții luminoase se obține o relație mai complicată între ν și n, așa de exemplu, la schema adoptată de Juze și Rîvkin [4], avem

$$\nu = N \frac{n + n_i\iota\tau'}{\alpha_i\, n^2 + (1 + \alpha_i\iota\tau n_i)\, n}, \tag{6}$$

unde τ' este viața medie a electronului pe nivelele de alipire.

In interiorul domeniului iluminat nu există sarcini; prin urmare, $\nu = n = n_l$. Substituind aceasta în (4), obținem

$$n_l = \frac{\sqrt{1 + 4N\alpha_l} - 1}{2\alpha_l}. \tag{7}$$

In mod analog n_l poate fi găsit și din expresia (6)

Eliminînd E din ecuațiile (1) și (2), obținem ecuația pentru n

$$\frac{i}{eu}\,\frac{dn}{dx} - \frac{kT}{e}\,\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{n}\,\frac{dn}{dx}\right) = \frac{4\pi e}{\varepsilon}\,(\nu - n), \tag{8}$$

unde ν poate fi exprimat în funcție de n cu ajutorul (3) și (6), etc.

Condițiile la limită pentru această ecuație sînt următoarele: n și $\frac{dn}{dx}$ trebuie să fie continue la limita umbrei $x = 0$; pentru $x \to -\infty$ trebuie să avem $n = n_l$ iar pentru $x \to \infty$ trebuie să avem $n = n_i$. Intrucît ecuația (8) este neliniară, ea nu poate fi rezolvată sub formă generală și de aceea vom examina unele cazuri particulare.

2. Cazul unei fotoconductibilităţi mici

Dacă fotoconductibilitatea luminoasă a semiconductorului este mică faţă de conductibilitatea lui la întuneric, aşa încît $n_l - n_i \ll n_i$, vom presupune că în zona neiluminată $n = n_i + \psi$, iar în zona iluminată $n = n_l + \psi$. Introducînd în (8) această relaţie precum şi (3), ţinînd seama că în cazul unui efect fotoelectric slab $n \ll N$, şi neglijînd puterile superioare ale lui ψ care este o cantitate mică, obţinem o ecuaţie diferenţială liniară pentru ψ

$$\psi'' + \frac{j}{kTun_{i,l}}\psi' = \varkappa_{i,l}^2\psi = 0, \tag{9}$$

unde

$$\varkappa_{i,l} = \sqrt{\frac{2\pi e^2 n_{i,l}}{kT}}. \tag{10}$$

Ca şi mai sus, indicele „i" se referă la zona a II-a întunecată, iar indicele „l" la zona I-a iluminată.

Soluţiile ecuaţiei (9) care satisfac condiţiile la infinit, sînt de forma următoare:

In zona I-a

$$\psi_I = Ae^{\left(\sqrt{\lambda_l^2 + \varkappa_l^2} - \lambda_l\right)x} \tag{11}$$

In zona II-a

$$\psi_{II} = Be^{-\left(\sqrt{\lambda_i^2 + \varkappa_i^2} + \lambda_i\right)x} \tag{12}$$

unde

$$\lambda_{l,i} = \frac{j}{2kTun_{l,i}}. \tag{13}$$

Constantele A şi B se determină din condiţiile ca n şi $\frac{dn}{dx}$ să fie continue pentru $x = 0$, de unde rezultă

$$\left.\begin{aligned} A &= -\frac{(n_l - n_i)\left(\sqrt{\lambda_i^2 + \varkappa_i^2} + \lambda_i\right)}{\sqrt{\lambda_l^2 + \varkappa_l^2} + \sqrt{\lambda_i^2 + \varkappa_i^2} + \lambda_i - \lambda_l}, \\ B &= \frac{(n_l - n_i)\left(\sqrt{\lambda_l^2 + \varkappa_l^2} - \lambda_l\right)}{\sqrt{\lambda_l^2 + \varkappa_l^2} + \sqrt{\lambda_i^2 + \varkappa_i^2} + \lambda_i - \lambda_l}. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Cînd nu există curent, adică atunci cînd nu există decît difuzie, $\lambda_{l,i} = 0$ şi în acest caz, dacă se ţine seama de faptul că $\varkappa_l$ diferă de $\varkappa_i$, formulele anterioare dau

$$\psi_I = -\frac{n_l - n_i}{2} e^{\varkappa_l};$$

$$\psi_{II} = \frac{n_l - n_i}{2} e^{\varkappa_i x}, \qquad (15)$$

prin urmare, în limita umbrei

$$n(0) = \frac{n_l + n_i}{2}. \qquad (16)$$

In cazul contrar, cînd curentul este foarte mare, adică $\lambda_{l,i} \gg \varkappa_{l,i}$, deci

$$j \gg eun_{l,i} \sqrt{\frac{8\pi n_{l,i} kT}{\varepsilon}}, \qquad (17)$$

trebuie să distingem două sensuri ale curentului. Dacă $j > 0$, adică electronii se deplasează din zona întunecată spre cea iluminată, atunci avem

$$\psi_I \simeq (n_l - n_i) e^{-\frac{2\pi e^2 u n_l^2}{\varepsilon j}};$$

$$\psi_{II} \simeq 0; \; n(0) = n_i. \qquad (18)$$

Dacă $j < 0$, adică electronii se deplasează din zona iluminată spre cea întunecată, atunci

$$\psi_I \simeq 0; \quad \psi_{II} \simeq (n_l - n_i) e^{-\frac{2\pi e^2 u n_i^2}{\varepsilon |j|}};$$

$$n(0) = n_l. \qquad (19)$$

Adîncimea efectivă a mişcării dirijate a electronilor,

$$l_d = \frac{j}{2\pi e^2 u n_{l,i}^2} \qquad (20)$$

este proporţională cu densitatea curentului şi invers proporţională cu patratul concentraţiei purtătorilor de curent; prin urmare cea mai mare mişcare dirijată poate fi observată la izolanţi cu n_i mic.

3. Cazul unei fotoconductibilități mari

Aici nu reușim să linearizăm sub forma generală ecuația (8) dar putem să-i reducem ordinul, punînd :

$$\frac{1}{n}\frac{dn}{dx} = q \tag{21}$$

și trecînd de la variabila independentă x la variabila independentă n, ecuația capătă forma

$$q\frac{dq}{dn} + \frac{j}{un^2kT}q + \frac{4\pi e^2}{\varepsilon kTn}(\nu - n) = 0. \tag{22}$$

Aici primul termen ține seama de difuzie, al doilea de curent, iar al treilea de sarcina spațială. Căutăm o soluție a ecuației (22) de forma

$$q(n) = q_0(n) + q_1(n), \tag{23}$$

unde q_0 este aproximația de ordin zero, iar q_1 este corecția aproximației de ordinul întîi.

În domeniul curenților mici, pentru a calcula q_0 se neglijează în ecuația (22) termenul care reprezintă curentul; în domeniul curenților mari, cînd în acel loc purtătorii de curent se mișcă spre limita umbrei, se neglijează la calcularea lui q_0 sarcina spațială, iar în cazul mișcării purtătorilor de curent dinspre limita umbrei se neglijează termenul care reprezintă difuzia. Cînd se calculează q_1 se ține seama în toate cazurile, de termenii neglijați, dar atunci în loc de q se introduce q_0 și se neglijează puterile superioare ale lui q_1 din termenul neliniar. Justificarea acestei metode de aproximație este dată în lucrarea [3].

După introducerea relației (3) și efectuarea unor calcule absolut analoge ca cele din lucrarea [3] se obține în domeniul curenților mici pentru $j \ll u\sqrt{\frac{4\pi e^2 kTn_{l,i}^2}{\varepsilon}}$

$$q_0 = \sqrt{\frac{8\pi e^2}{\varepsilon kT}\left[n - n_{l,i} + N\ln\frac{1 + \alpha_{l,i}n}{1 + \alpha_{l,i}n_{l,i}} N\ln - \frac{n}{n_{l,i}}\right]} \tag{24}$$

aici, ca și în toate formulele următoare, n_l și α_l trebuie introduse în zona iluminată, iar n_i și α_i în zona întunecată; cînd nu există o epuizare a centrelor de impurități, avem

$$q_1 \simeq \frac{2}{3}\frac{j}{ukT}\left(\frac{1}{n} - \frac{2}{\sqrt{n_{l,i}}}\frac{\sqrt{n_{l,i}} - \sqrt{n}}{n_{l,i} - n}\right) \tag{25}$$

iar în cazul cînd nivelele de impurităţi sînt în mare măsură epuizate avem

$$q_1 \simeq \frac{i\alpha_{l,i}\, n_{l,i}}{ukT}\left\{1+\frac{1}{\alpha_{l,i}\, n}-\frac{\psi\left[\ln\left(1+\frac{1}{\alpha_{l,i}\, n}\right)\right]}{\sqrt{\ln\left(+\frac{1}{\alpha_{l,i}\, n}\right)}}\right\} \tag{26}$$

unde

$$\psi(y)=\int_0^y e^{t^2}\, dt. \tag{27}$$

Egalînd expresiile (24) pentru zonele I şi II, obţinem concentraţia purtătorilor de curent la limita umbrei în aproximaţia de ordin zero.

$$n(0)=\frac{n_l^2-n_i^2\, e^{\frac{n_l-n_i}{N}}}{N\left(e^{\frac{n_l-n_i}{N}}-1\right)+n_e-n_i}. \tag{28}$$

Dacă $\frac{n_l-n_i}{N}\ll 1$, atunci (28) trece în (16)

In domeniul curenţilor mari $j\gg u\sqrt{\frac{4\pi e^2 kTn_{l,i}^2}{\varepsilon}}$ în cazul mişcării purtătorilor de curent înspre limita curbei, avem

$$q_0=-\frac{|j(n_{l,i}-n)|}{kTunn_{l,i}} \tag{29}$$

$$q_1=\frac{4\pi e^2 u}{\varepsilon j}\, n_{l,i}\left(n_{l,i}\ln\frac{\alpha_{l,i}\, n_{e,i}+1}{\alpha_{l,i}\, n+1}+n_{l,i}-n\right), \tag{30}$$

iar dacă mişcarea purtătorilor de curent se produce dinspre limita umbrei.

$$q_0=-\left|\frac{4\pi e^2 u}{\varepsilon j}\left[n^2-\frac{n_{ne,i}(1+\alpha_{l,i}\, n_{l,i})}{1+\alpha_{i,i}}\right]\right|, \tag{31}$$

unde q_0 este de acum o cantitate mică, iar q_1 fiind o cantitate de un ordin de mărime mult mai mic poate fi neglijată.

Deoarece, pentru un anumit sens al curentului într-o zonă purtătorii de curent se mişcă înspre limita umbrei, iar cealaltă zonă, ei se mişcă dinspre limită şi q este acolo mic, rezultă

iar în cazul cînd nivelele de impurități sînt în mare măsură epuizate avem

$$q_1 \simeq \frac{j\alpha_{l.,i}\, n_{l,i}}{ukT}\left\{1 + \frac{1}{\alpha_{l,i}\, n} - \frac{\psi\left[\ln\left(1 + \frac{1}{\alpha_{l,i}\, n}\right)\right]}{\sqrt{\ln\left(+ \frac{1}{\alpha_{l,i}\, n}\right)}}\right\} \qquad (26)$$

unde

$$\psi(y) = \int_0^y e^{t^2}\, dt. \qquad (27)$$

Egalînd expresiile (24) pentru zonele I și II, obținem concentrația purtătorilor de curent la limita umbrei în aproximația de ordin zero.

$$n(0) = \frac{n_l^2 - n_i^2\, e^{\frac{n_l - n_i}{N}}}{N\left(e^{\frac{n_l - n_i}{N}} - 1\right) + n_e - n_i}. \qquad (28)$$

Dacă $\frac{n_l - n_i}{N} \ll 1$, atunci (28) trece în (16)

In domeniul curenților mari $j \gg u\sqrt{\frac{4\pi e^2 k T n_{l.,i}^2}{\varepsilon}}$ în cazul mișcării purtătorilor de curent înspre limita curbei, avem

$$q_0 = -\frac{|j(n_{l..i} - n)|}{kTunn_{l.,i}} \qquad (29)$$

$$q_1 = \frac{4\pi e^2 u}{\varepsilon j}\, n_{l..i}\left(n_{l,i} \ln \frac{\alpha_{l,i.}\, n_{e.,i} + 1}{\alpha_{l.,i}\, n + 1} + n_{l.i} - n\right), \qquad (30)$$

iar dacă mișcarea purtătorilor de curent se produce dinspre limita umbrei.

$$q_0 = -\left|\frac{4\pi e^2 u}{\varepsilon_j}\left[n^2 - \frac{n_{ne,i}(1 + \alpha_{l,i}\, n_{l,i})}{1 + \alpha_{l,i}}\right]\right|, \qquad (31)$$

unde q_0 este de acum o cantitate mică, iar q_1 fiind o cantitate de un ordin de mărime mult mai mic poate fi neglijată.

Deoarece, pentru un anumit sens al curentului într-o zonă purtătorii de curent se mișcă înspre limita umbrei, iar cealaltă zonă, ei se mișcă dinspre limită și q este acolo mic, rezultă

că, pentru a determina $n(0)$ în aproximația de ordin zero, trebuie să egalăm cu zero expresia (29). Pentru a căpăta corecția pentru aproximația de ordinul unu, trebuie să egalăm (31) cu suma dintre (29) și (30). De aici obținem că, în aproximația de ordin zero, cînd $j > 0$, $n(0) = n_i$, iar cînd $j < 0$, $n(0) = n_e$, ceea ce coincide cu rezultatul obținut la un curent mare, în cazul unei fotoconductibilități mici. In prima aproximație, cînd $j > 0$, avem

$$n(0) = n_i + \frac{4\pi e^2 u^2 k T n_i^2}{\varepsilon j}\left[\frac{n_l n_i (1 + \alpha_l n_l)}{1 + \alpha_l n_i} - n_i^2\right] > n_i, \qquad (32)$$

iar cînd $j < 0$, avem

$$n(0) = n_e - \frac{4\pi e^2 u^2 k T n_l^2}{\varepsilon j}\left[n_l^2 - \frac{n_l n_i (1 + \alpha_i n_i)}{1 + \alpha_i n_l}\right] < n_e. \qquad (33)$$

Cunoscînd $q(n)$ și $n(0)$, se poate calcula ușor distribuția concentrației electronilor de-a lungul lui x cu ajutorul formulei.

$$\chi = \int\limits_{n(0)}^{n} \frac{dn}{qn}. \qquad (34)$$

Această integrală poate fi calculată, în diferite cazuri, prin metoda aproximațiilor succesive, dar expresiile obținute pentru $x(n)$ sînt, în acest caz, foarte complicate; de aceea, cînd parametrii sînt dați este mai bine să se utilizeze integrarea numerică.

4. Caracteristicile tensiune-curent

Tensiunea aplicată probei este

$$V = \int\limits_0^1 \frac{j dx}{eun} = V_i - V_f - \sum V_d, \qquad (35)$$

unde V_i este tensiunea, care ar trebui aplicată probei pentru a obține curentul de întuneric j, V_f — micșorarea tensiunii aplicate unui curent continuu din cauza iluminării, în absența difuziei și a mișcării dirijate a purtătorilor de curent; V_d — variația tensiunii aplicate din cauza difuziei și a mișcării dirijate a purtătorilor de curent în vecinătatea fiecărei limite a umbrei.

Evident

$$V_i = \frac{lj}{eun_i}\,; \quad V_f = \frac{l_e j}{eu}\left(\frac{1}{n_i} - \frac{1}{n_e}\right) = V_i \frac{l_e}{l}\frac{n_e - n_i}{n_l}, \tag{36}$$

unde l este lățimea întregii probe, iar l_e este lățimea zonei iluminate. V_f și V_i satisfac legea lui Ohm.

Dacă $l_d e < l_e$, $l - l_e$, atunci

$$V_d \simeq \frac{j}{eu}\int_{-\infty}^{0}\left(\frac{1}{n_l} - \frac{1}{n}\right)dx + \frac{j}{eu}\int_{0}^{\infty}\left(\frac{1}{n_i} - \frac{1}{n}\right)dx. \tag{37}$$

In cazul unei fotoconductibilități mari, este mai bine ca la calculul acestor integrale, să se treacă cu ajutorul relației (21) la integrarea în raport cu n; în acest caz

$$V_d \simeq \frac{j}{eu}\left[\frac{1}{n_l}\int_{n(0)}^{n_l}\frac{(n_l - n)\,dn}{n^2 q} + \frac{1}{n_i}\int_{n_i}^{n(0)}\frac{(n_i - n)\,dn}{n^2 q}\right]. \tag{38}$$

Să analizăm două variante experimentale; în varianta A se iluminează zona de lîngă un electrod și există o limită a umbrei; în varianta B se iluminează partea centrală a cristalului și există două limite ale umbrei.

Varianta A. In cazul unei fotoconductibilități mici, prin introducerea formulelor (10—14) în formula (37), se obține cu o precizie pînă la cantități mici de ordinul al doilea în raport cu $n_e - n_i$

$$V_d \simeq -\frac{2j\,(n_l - n_i)\,\lambda_i}{eu\chi_i^2} = -\frac{\varepsilon j^2\,(n_l - n_i)}{2\pi e^3 u^2 n_i^2}. \tag{39}$$

De aici rezultă că dacă $j > 0$, deci și $V_i > 0$, mișcarea dirijată mărește tensiunea aplicată și invers, dacă $j < 0$ (purtătorii se deplasează din zona iluminată înspre întuneric) mișcarea dirijată micșorează tensiunea aplicată.

Dacă j este mic, V_d se datorește difuziei purtătorilor de curent și este proporțional cu $(n_l - n_i)^2$.

In cazul cînd fotoconductibilitatea este mare, cel mai mare interes îl prezintă domeniul curenților mari, cînd mișcarea dirijată este maximă. Limitîndu-ne la termenul proporțional cu j^2 și substituind (31) — (33) în (38), obținem, în cazul

mişcării purtătorilor de curenţi din zona întunecată spre cea iluminată :

$$V_d = -\frac{\varepsilon \alpha_l j^2}{4\pi e^3 u^2 (1 + \alpha_l n_l)\, n_l^2} \left[\frac{\alpha_l n_l}{1 + \alpha_l n_l} \left(\frac{n_l}{n_i} - 1 \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2\alpha_l n_l} \left(\frac{n_l^2}{n_i^2} - 1 \right) + \frac{\alpha_l n_l}{1 + \alpha_l n_l} \ln \frac{\frac{1}{\alpha_l n_l}}{1 + \frac{1 + \alpha_l n_l}{\alpha_l n_i}} \right] < 0, \qquad (40)$$

iar în cazul mişcării purtătorilor de curent dinspre zona iluminată spre cea întunecată :

$$V_d = \frac{\varepsilon \alpha_i j^2}{4\pi e^3 u^2 (1 + \alpha_i n_i)\, n_i^2} \left[\frac{\alpha_i n_i}{1 + \alpha_i n_i} \left(\frac{n_i}{n_l} - 1 \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2\alpha_i n_i} \left(\frac{n_i^2}{n_l^2} - 1 \right) + \frac{\alpha_i n_i}{1 + \alpha_i n_i} \ln \frac{\frac{1}{\alpha_i n_i}}{1 + \frac{1 + \alpha_i n_i}{\alpha_i n_l}} \right] < 0. \qquad (41)$$

Din expresiile obţinute rezultă că se produce o redresare şi anume, ca şi în cazul fotoconductibilităţii mici (39), mişcarea purtătorilor de curent, din zona iluminată înspre zona întunecată, corespunde sensului de trecere a curentului.

Varianta B Aici, lîngă una din limitele zonei iluminate, purtătorii de curent se mişcă din zona întunecată spre cea iluminată, iar lîngă cealaltă limită, din zona iluminată spre cea întunecată. De aceea, în cazul cînd conductibilitatea fotoelectrică este mică, efectul mişcării dirijate este aproape complet compensat la cele două limite şi de aceea la calculul sumei integralelor (37) termenii proporţionali cu puterea întîia $n_l - n_i$ dispar. Calculul efectuat cu o precizie pînă la termenii de la puterea a doua, dă în domeniul curenţilor mari

$$\sum V_d \simeq \frac{2j\,|j|}{e u^2 n_i^2 \chi_i^2} \left(\frac{n_l - n_e}{n_i} \right)^2. \qquad (42)$$

V_d este de acelaşi semn cu V_f ; prin urmare, difuzia şi mişcarea dirijată intensifică efectul fotoelectric ; rolul lor relativ creşte cînd intensitatea iluminării creşte, totuşi cît timp $n_l - n_i \ll n_i$, influenţa difuziei şi a mişcării dirijate poate fi neglijată.

In cazul unei fotoconductibilităţi mari $\sum V_d$ este evident egală cu diferenţa dintre expresiile (40) şi (41) ; totodată cum



rezultă din cercetări, semnul sumei V_d este acelaşi ca şi la j; prin urmare şi în acest caz, difuzia şi mişcarea dirijată intensifică efectul fotoelectric şi aceasta cu atît mai mult, cu cît curentul este mai mare. $\sum V_d$ rămîne totuşi, o corecţie mică, cît timp

$$|j| \ll \frac{4\pi l_i n_l n_i e^2 u}{\varepsilon(1-\ln 2)} \qquad (43)$$

(această evaluare s-a făcut în ipoteza că nu există o epuizare a centrelor de impurităţi şi că $n_l \gg n_i$)

Dacă, de exemplu, $n_l = 10^{15}$, $n_i = 10^{14}$, $u = 10$ cm^2/V,s $l_i = 0{,}3$ cm şi $\varepsilon = 10$, ecuaţia (43) dă $j \ll 10^4$ A/cm^2, ceea ce este întotdeauna îndeplinit. Numai în cazul unui corp izolant cu n_i şi n_l mici, $\sum V_d$ poate să devină egal cu V_f.

BIBLIOGRAFIE

1. S. M. Rîvkin, JTF, XX, 139, 1950,
2. S. M. Rîvkin şi L. G. Pariţki, JTF, XXIII, 1953.
3. A. I. Gubanov, JTF, XXI, 304, 1951.
4. V. P. Juze şi S. M. Rîvkin, DAN. SSSR, 68, 673. 1949.

DESPRE PROPRIETĂŢILE DIELECTRICE ALE STRATURILOR DE TRANZIŢIE DIN SEMICONDUCTORI *)

de B. M. VUL

Straturile de tranziţie se formează în semiconductori, datorită variaţiei puternice a concentraţiei impurităţilor, care servesc ca surse sau ca receptori de electroni. Primele impurităţi se numesc, de obicei, donori, iar celelalte acceptori. Deosebit de clar apar straturile de tranziţie, care iau naştere atunci cînd în semiconductor se modifică tipul de conductibilitate datorită modificării componenţei şi cantităţii impurităţilor [1].

Să admitem că partea stîngă a unei bare semiconductoare are o conductibilitate lacunară, iar partea dreaptă o conductibilitate electronică. Datorită difuziei electronii se vor propaga din partea dreaptă în partea stîngă, lăsînd în dreapta limitei de separaţie o sarcină spaţială pozitivă şi formînd o sarcină spaţială negativă în stînga acesteia. Difuza găurilor în sensul invers va duce la creşterea sarcinilor spaţiale. Creşterea sarcinilor spaţiale este însoţită de intensificarea cîmpului electric dintre ele, care provoacă mişcarea electronilor şi a găurilor în sensul opus curenţilor de difuzie. Cînd se atinge o anumită diferenţă de potenţial între partea electronică şi cea lacunară a semiconductorului se stabileşte o stare de echilibru şi, în acest caz, difuzia şi mişcarea dirijată în cîmpul electric al stratului de tranziţie se compensează reciproc. Diferenţa de potenţial de contact, care ia naştere este

$$U_c = -\frac{kT}{q} \ln \frac{p_g n_e}{n_m^2}$$

*) O dielectriceskih svoistvah perehodnih sloev v poluprovodnikah. *Jurnal Tehniceskoi Fiziki*, vol. XXV, nr. 1, 1955.

unde k este constanta lui Boltzmann, T temperatura absolută, q sarcina electronului, p_g concentrația găurilor în partea lacunară, n_e concentrația electronilor în partea electronică, n_m concentrația electronilor sau a găurilor într-un semiconductor pur.

Din punct de vedere teoretic rolul acestor straturi de tranziție dintre doi semiconductori cu conductibilități de tip diferit a fost studiat pentru prima dată de Davîdov [2], iar cercetările experimentale au fost efectuate de Ioffe [3]. Un rezumat al teoriei moderne despre redresorii uscați și semiconductorii de contact a fost făcut, nu de mult, în lucrarea lui Gubanov [4]. In majoritatea lucrărilor, problema fundamentală consta în explicarea procesului redresării și, de aceea, se analizau efectele acțiunii simultane a difuziei și conductibilității electrice în stratul de tranziție. Cînd însă tensiunea de baraj sau inversă, aplicată stratului de tranziție U_i este mult mai mare decît $\frac{kT}{q}$, se poate considera, în primul rînd, cu destulă precizie că toată tensiunea U_i este concentrată pe stratul de tranziție și, în al doilea rînd, poate fi neglijată difuzia din interiorul stratului de tranziție. Să analizăm capacitatea, rezistența și pierderile dielectrice ale stratului de tranziție, în cazul cînd $U \gg \frac{kT}{q}$. Deoarece fluxul de difuzie este proporțional cu $e^{-\frac{Uq}{kT}}$, este suficient ca la temperatura camerei U_i să depășească cîțiva zeci de volți.

1. Capacitatea

Avînd în vedere că rezistența stratului de tranziție este mult mai mare decît a materialului de bază, se poate considera că toată tensiunea este aplicată stratului, care se întinde pînă la frontierele sarcinilor spațiale unde intensitatea cîmpului electric E este nulă. Frontierele sarcinilor spațiale pot să varieze sub acțiunea tensiunii U_i, care se aplică din afară și care se adaugă la diferența de potențial de contact U_c. In cazul unui strat plan, omogen,

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{4\pi\rho}{\varepsilon}, \qquad (1)$$

unde $\Psi = \Psi(x)$ este potențialul, $\rho = \rho(x)$ este densitatea sarcinei spațiale, iar ε permetivitatea.

Să admitem că la o tensiune $U = U_i + U_c$ distribuția sarcinei spațiale este astfel încît

$$\frac{4\pi\rho}{\varepsilon} = \begin{cases} -\mid \varphi_1(x) \mid \text{ pentru } a < x < 0, \\ +\mid \varphi_2(x) \mid \text{ pentru } 0 < x < b. \end{cases} \qquad (2)$$

Distanțele a și b corespund condiției ca

$$\left(\frac{d\Psi}{dx}\right)_{x=-a,\, x=b} = 0.$$

Din (1) și (3) rezultă că

$$\frac{d\Psi}{dx} = \int_{-a}^{x} \mid \varphi(x) \mid dx$$

pentru-$a < x < 0$

și

$$\frac{d\Psi}{dx} = \int_{x}^{b} \mid \varphi_2(x) \mid dx$$

pentru-$0 < x < b$.

Diferența de potențial totală pe stratul de tranziție este

$$U = \Psi_b - \Psi_a = \int_{-a}^{0} dx \int_{-a}^{x} \mid \varphi_1(y) \mid dy + \int_{0}^{b} dx \int_{x}^{b} \mid \varphi_2(y) \mid dy =$$

$$= \int_{-a}^{0} dy \int_{y}^{0} \mid \varphi_1(y) \mid dx + \int_{0}^{b} dy \int_{0}^{y} \mid \varphi_2(y) \mid dx =$$

$$= \int_{0}^{-a} \mid \varphi_1(y) \mid ydy + \int_{0}^{b} \mid \varphi_2(y) \mid ydy. \qquad (4)$$

Mărimea absolută a sarcinei spațiale este

$$Q = \frac{\varepsilon S}{4\pi} \int_{0}^{b} \mid \varphi_2(x) \mid dx = \frac{\varepsilon S}{4\pi} \int_{-a}^{0} \mid \varphi_1(x) \mid dx, \qquad (5)$$

unde S este suprafața secțiunii stratului.

Capacitatea diferențială a stratului se definește $C_d = \frac{dQ}{dU}$, unde variațiile lui Q și U se consideră în raport cu grosimea stratului sarcinilor spațiale.

Diferențiind (4) și (5), găsim că

$$dQ = \frac{\varepsilon S}{4\pi} \mid \varphi_2 (b) \mid db = \frac{\varepsilon S}{4\pi} \mid \varphi_1 \mid (-a) \mid da, \tag{6}$$

$$dU = \mid \varphi_1 (-a) \mid ada + \mid \varphi_2 (b) \mid bdb, \tag{7}$$

de unde

$$C_d = \frac{S}{4\pi (a + b)}, \tag{8}$$

Este evident că în cazul general, capacitatea $C = \frac{Q}{U}$ nu este egală cu C_d.

Forma expresiei (8) care dă mărimea C_d se explică prin aceea că valorile $\frac{dQ}{dU}$ corespund unor anumite valori U și, prin urmare, unor anumite grosimi ale stratului de tranziție.

Dacă se dau $\varphi_1 (x)$ și $\varphi_2 (x)$, atunci, cu ajutorul lui (4) și (5) se poate găsi grosimea $h = a + b$ și se poate calcula C_d în funcție de $U = U_i + U_c$, unde U_i se consideră pozitivă, cînd tensiunea este aplicată în sens invers (de baraj.).

Așa, de exemplu, dacă
$\varphi_1 (x) = k_{1n} x^n$ și $\varphi_2 (x) = k_{2n} x^n$, atunci găsim din (4) și (5) că

$$C_d = \frac{S}{4\pi} \left[\frac{k_{1n} k_{2n}}{U (n + 2) \left(k_{1n}^{\frac{1}{n+1}} + k_{2n}^{\frac{1}{n+1}} \right)^{n+1}} \right]^{\frac{1}{n+2}} \tag{9}$$

Notînd cu C_{dk} mărimea C_d la $U_i = 0$ și introducînd mărimile adimensionale $\alpha = \frac{C_d}{C_{dk}}$ și $\beta = \frac{U_i}{U_c}$ găsim că $\alpha = \frac{1}{(1 + \beta)^{\frac{1}{n+2}}}$

Pentru $\beta \gg 1$, $\alpha = \beta^{\frac{1}{n+2}}$. Pentru $n = 0$, $\rho_1 = qp_1$, $\rho_2 = qp_2$, $k_{10} = \frac{4\pi q p_1}{\varepsilon}$ și $k_{20} = \frac{4\pi q p_2}{\varepsilon}$

$$C_d = \frac{\varepsilon S}{4\pi} \left(\frac{k_{10} k_{20}}{2U (k_{10} + k_{20})} \right]^{1/2} = \frac{S}{2} \left[\frac{\varepsilon q p_1 p_2}{2\pi (p_1 + p_2) U} \right]^{1/2} =$$

$$= \frac{S-}{2\pi} \left[\frac{\varepsilon_q p_1 p_2}{2\pi (p_1 + p_2)} U \right]^{1/2}$$

Ultima expresie a fost obținută de Shockley pentru un strat de tranziție la contactul cu un metal [5].

Pentru $n = 1$ sau $k_{11} = \frac{4\pi q m_1}{\varepsilon}$ și $k_{21} = \frac{4\pi q m_2}{\varepsilon}$

$$C_d = \frac{S}{4\pi}\left[\frac{4\pi q m_1 m_2 \varepsilon^2}{3\left(m_1^{1/2} + m_2^{1/2}\right)^2 U}\right]^{1/3},$$

Pentru $m_1 = m_2$ $C_d = \frac{S}{4\pi}\left[\frac{\pi q m \varepsilon^2}{3U}\right]^{1/3}$.

Ultima formulă a fost obținută de Schottky [1].

Pentru $m_2 > m_1$ $C_d = \frac{S}{4\pi}\left[\frac{4 q m_1 \varepsilon^2}{3U}\right]^{1/3}$.

Capacitatea diferențială poate fi măsurată ușor și, în felul acesta, se poate determina grosimea stratului de tranziție, în funcție de tensiunea continuă aplicată din exterior. Rezultatele acestor măsurători se mai utilizează și pentru a aprecia distribuția sarcinilor spațiale, comparînd relația găsită experimental pentru $C_d = F\ (U)$ cu cea teoretică, calculată în anumite ipoteze cu privire la funcția de distribuție a sarcinii spațiale. Această comparație nu este însă univocă. Intr-adevăr, vom considera că $h = a + b = F\ (U)$ este dată.

Din (6) rezultă că $da = \frac{|\varphi_2(b)|}{|\varphi_1(-a)|}\, db$.

Ținînd seamă că $dh = da + ab$, găsim din (6) și (7), că

$$h = \frac{dh}{dU} = \frac{1}{|\varphi_1(-a)|} + \frac{1}{|\varphi_2(b)|}. \qquad (10)$$

De aici se vede că rezultatele măsurării capacității sau grosimii stratului în funcție de tensiune nu sînt suficiente pentru o determinare univocă a sarcinilor spațiale. Este nevoie ca aceste date să fie completate de încă o condiție care să lege între ele φ_1 și φ_2.

Dacă se admite, de exemplu, că $|\varphi_1(-a)| = m\,|\varphi_2(b)|$ și $m =$ const. atunci, în loc de (9) obținem

$$C_d = \left[\frac{k_2 m}{U(n+2)\left(m^{\frac{1}{n+1}} + 1\right)^{n+1}}\right]^{\frac{1}{n+2}}. \qquad (11)$$

De aici se vede că dacă capacitatea diferențială variază invers proporțional cu $U^{\frac{1}{\gamma}}$, densitatea sarcinilor spațiale în cazul unei

anumite simetrii în distribuția lor este direct proporțională cu $d\gamma^{-2}$, unde d este distanța de la planul în care se schimbă semnul sarcinii spațiale. In cazul particular, cînd densitatea sarcinii de un semn este mult mai mare, decît cea de alt semn, putem să neglijăm în membrul drept al relației (10) unul din termeni în comparație cu celălalt.

Incărcarea capacității se face prin rezistența R_e, pe care o are regiunea din semiconductor învecinată cu stratul de tranziție. Cît timp frecvența cîmpului alternativ $v \ll \frac{1}{R_e C_d}$, procesele de relaxare nu au un rol important și capacitatea diferențială nu variază practic cu frecvența. Variația capacității cu frecvența poate fi influențată și de timpul în care sarcinile circulă prin stratul de tranziție, dar această influență va fi neînsemnată atîta timp, cît $\frac{1}{v} \gg \frac{\lambda}{\mu E_{med}}$, unde λ este grosimea stratului, μ mobilitatea sarcinilor, iar E_{med} intensitatea medie a cîmpului în strat.

2. Rezistența

Să analizăm rezistența stratului de tranziție cînd i se aplică tensiunea inversă $U_i \gg \frac{kT}{q}$. Deoarece, în acest caz, putem neglija în stratul de tranziție difuzia în comparație cu acțiunea cîmpului electric asupra mișcării sarcinilor, putem considera că rezistența stratului este $R = \int_{-a}^{b} \frac{dx}{\sigma S}$ unde σ este o conductivitate electrică $\sigma = q\ (n\mu_e + p\mu_g)$, iar n, p, μ_e, μ_g, sînt concentrațiile și mobilitățile electronilor respectiv găurilor în stratul de tranziție. Mișcarea termică din acest strat generează electroni și găuri, dar cînd stratul este de grosime mică, numărul lor este neînsemnat în comparație cu numărul sarcinilor, care pătrund prin frontierele stratului de tranziție, datorită difuziei din porțiunile învecinate ale semiconductorului. Deoarece, în stratul de tranziție cîmpul este astfel orientat, încît el dirijază găurile din partea electronică a semiconductorului înspre partea lacunară, iar electronii în sens invers, aceasta duce la formarea a doi curenți de difuzie : un curent de găuri și un curent de electroni. După cum s-a mai amintit, dacă $U_i \gg \frac{kT}{q}$, se poate considera că tensiunea U_i este con-

centrată pe stratul de tranziție și, de aceea, în celelalte părți ale semiconductorului mișcarea sarcinilor se realizează cu influența predominantă a difuziei.

Acest fapt corespunde realității cu următoarea condiție; concentrația electronilor în partea lacunară a semiconductorului să fie mult mai mică, decît concentrația găurilor în această parte. In mod analog, în partea electronică concentrația găurilor trebuie să fie mult mai mică, decît concentrația electronilor.

In cazul unui curent continuu concentrația găurilor în partea electronică se obține prin rezolvarea ecuației

$$\frac{p_e - p}{\tau} + D\frac{d^2p}{dx^2} = 0, \tag{12}$$

unde p_e este concentrația găurilor departe de joncțiune, τ este viața medie a găurilor, iar D coeficientul de difuzie al găurilor. Considerînd că $p = p_e$ pentru $x = \infty$ și $p = 0$ pentru $x = b$, găsim că $p = p_e\left(1 - e^{\frac{b-x}{L_g}}\right)$ unde $L_g^2 = D\tau$.

In realitate cînd $x = b$, avem $p > 0$; totuși, avînd în vedere că intensitatea cîmpului din stratul cu sarcină spațială este foarte mare, toate sarcinile care difuzează prin limita stratului de tranziție sînt atît de repede îndepărtate de cîmp, încît se poate considera că $p \ll p_e$ pentru $x = b$.

Curentul de găuri care pătrund în stratul de tranziție pentru $x = b$, este

$$p = -D\left(\frac{dp}{dx}\right)_{x=b} = -D\frac{p_e}{L_g} = -gL_g,$$

unde g este numărul perechilor (electron-gaură), generate într-o secundă într-un cm³, de către agitația termică. In mod analog curentul de electroni pentru $x = -a$ este $N = \frac{D_e n_g}{L_e} = gL_e$, unde mărimile respective se referă la electronii din partea lacunară a semiconductorilor.

Este evident că în stratul de tranziție concentrația găurilor este

$$p = \frac{P}{v_g} = \frac{P}{\mu_g E}, \tag{13}$$

iar concentrația electronilor este

$$n = \frac{N}{v_e} = \frac{N}{\mu_e E}, \tag{14}$$

unde v_g şi v_e sînt respectiv viteza găurilor şi viteza electronilor. Substituind (13) şi (14) în (11), găsim că

$$R = \frac{\int_{-0}^{b} E dx}{S_q g (L_g + L_e)} .$$

Mărimea de la numărător poate fi egalată cu tensiunea aplicată, cînd $U_i \gg U_c$, iar mărimea de la numitor reprezintă curentul de saturaţie. Dacă se admite că, lîngă electrozi, la distanţa, w de la frontierele stratului de tranziţie există condiţii care să asigure o concentraţie constantă a sarcinilor libere, adică

$$p = p_e \text{ pentru } x = b + w,$$

$$n = n_e \text{ pentru } x = -(a + w),$$

atunci cum rezultă din (12), curentul de saturaţie va fi (vezi „Observaţia" de la sfîrşitul articolului).

$$I_s = S_q g \left(L_g \operatorname{cth} \frac{w}{L_g} + L_e \operatorname{cth} \frac{w}{L_e} \right). \qquad (15)$$

Dacă influenţăm într-un mod oarecare caracteristicile, care determină I_s, atunci mărimea R se va modifica în mod corespunzător. Raportul $\frac{U}{R} = I_s$ nu depinde de tensiune şi, în această aproximaţie, rezistenţa diferenţială devine $R_d = \frac{dU}{dI} = \infty$.

La calculul concentraţiei sarcinilor mobile în stratul de tranziţie am neglijat electronii şi găurile generate de agitaţia termică din strat. Numărul electronilor, egal cu numărul găurilor, generaţi într-o secundă într-un strat de gr sime h este $N_h = P_h = ghS$. Atunci $I_s = S_{qg} (L_p + L_n + h)$ şi $R_{d1} = \frac{dU}{dI} = \frac{1}{S_q g \frac{dh}{dU}}$, unde $\frac{dh}{dU}$ poate fi determinată prin măsurarea capacităţii stratului de tranziţie.

Mărimea rezistenţei diferenţiale este limitată de mulţi alţi factori, care iau diferite valori în funcţie de diferite condiţii.

Stratul de tranziţie de lîngă limitele exterioare suferă modificări şi este întotdeauna şuntat de rezistenţa peliculei de

la suprafață și de rezistența mediului în care se află proba. Rezistența diferențială Rd_2 determinată de această condiție este egală cu R_2, unde R_2 este rezistența de scăpări.

Cînd tensiunea crește cu cantitatea ΔU, se măresc pierderile în stratul de tranziție cu $\Delta w = I_s \Delta U$. Acest fapt produce o creștere de temperatură în stratul de tranziție, iar în condițiile staționare date mărimea acestei creșteri este $\Delta T = m T_s \Delta U$. Mărirea curentului de saturație este $\Delta I_s = \frac{dI_s}{dT} \Delta T = m \frac{dI_s}{dT} I_s \Delta U$, unde m este determinat de condițiile în care este cedată căldura.

Mărginindu-ne la variații mici, găsim că rezistența diferențială va fi în acest caz,

$$Rd_3 = \frac{dU}{dI} = \frac{1}{dI_s \frac{dI_s}{dT}} \sim \frac{1}{\frac{d}{dT}\left(I_s^2\right)} .$$

Avînd în vedere că intensitatea cîmpului electric este mare în stratul de tranziție, o cauză care poate limita rezistența diferențială pot fi procesele care au loc în cîmpurile intense [6], în particular ionizarea prin ciocnire [7]. Curentul de ionizare este

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta)\, e^{(\alpha-\beta)h}}{\alpha - \beta\, e^{(\alpha-\beta)h}} .$$

Dacă se consideră că coeficientul de ionizare al găurilor este egal cu coeficientul de ionizare al electronilor, $\alpha = \beta$, rezultă

$$I = I_s \frac{1}{1 - \alpha h} .$$

Deoarece α și h depind de tensiune, rezultă că și această variație a curentului cu tensiunea va aduce o contribuție la valoarea lui R_d. Rezistența determinată de acest proces este

$$R_{d4} = \frac{(1 - \alpha h)^2}{I_s \alpha h \left(\frac{1}{h}\frac{dh}{dU} + \frac{1}{\alpha}\frac{d\alpha}{dU}\right)} .$$

Considerînd că toți factorii acționează în mod independent, se poate determina rezistența diferențială totală din relația $\frac{1}{Rd} = \sum_i \frac{1}{R_{d_i}}$.

Să presupunem că pe lîngă tensiunea continuă inversă $U_0 \gg \frac{kT}{q}$ se aplică stratului de tranziție și tensiunea variabilă $V = V_0 e^{i\omega t}$. Atunci curentul prin stratul de tranziție va fi $I = I_s + \left.\frac{dI}{dU}\right|_{U_0} V_0 e^{i\omega t} + i\omega V_0 C_d e^{i\omega t}$, unde I_s și C_d corespund tensiunii U_0.

Prin urmare, în circuitul curentului alternativ, pentru $V_0 \ll U_0$, stratul de tranziție este echivalent cu capacitatea C_d și rezistența $R_d = \frac{1}{\left.\frac{dI}{dU}\right|_{U_0}}$, conectate în paralel. Rezistențele circuitului conectate în serie cu stratul de tranziție pot influența sensibil mărimea pierderilor dielectrice, chiar și în cazul cînd aceste rezistențe sînt atît de mici, încît pot fi neglijate în circuitul curentului continuu. In mod practic rezistența în serie a regiunii din semiconductor, învecinată cu contactele cu electrozi și a altor elemente ale circuitului, r, este mult mai mică decît R_d și, deobicei, la calculul elementelor schemei putem să folosim schema echivalentă, reprezentată în figura de mai sus.

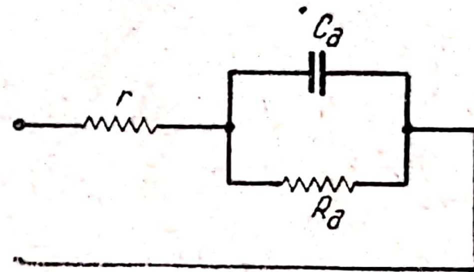


Fig. 1.

In acest caz factorul de calitate este $Q = \frac{R_d \omega C_d}{1 + \frac{r}{R_d} + r R_d \omega^2 C_d^2}$, unde R_d și C_d pot fi egalate cu mărimile respective din stratul de tranziție, găsite prin măsurarea cu ajutorul unei punți sau cu un Q-metru, dacă $Q^2 \gg 1$.

Presupunînd că $\frac{Q}{\omega C_d} = R'$, găsim că $\frac{1}{R'} = \frac{1}{R_d} + \frac{r}{R_d^2} + r\omega^2 C_d^2 \simeq \frac{1}{R_d} + r\omega^2 C_d^2$, în care $R_d = \text{const}$, putem găsi R_d și r din graficul $\frac{1}{R'} = \frac{1}{R_d} + r\omega^2 C_d^2$, utilizînd rezultatele măsurării lui Q și C_d, la diferite tensiuni. După cum arată Subașiev și Tucikevici [8] înlocuirea stratului de tranziție prin schema echivalentă, reprezentată în figură, nu este întotdeauna satisfăcătoare.

Cantitatea de energie, care se transformă în căldură într-o secundă, adică mărimea totală a pierderilor în dielectric este $W = I_s U_0 + \frac{V_0^2 \omega G_d}{2Q}$ cînd se respectă condiția ca $Q^2 \gg 1$.

Observație la formula (*15*). In cazul cînd distanțele de la electrozi w_1 și w_2 sînt mai mici decît lungimile difuziei și curentul invers apare numai datorită generării electronilor și găurilor în volumul semiconductorului, curentul de saturație va fi, evident egal cu

$$I_s = S_q g \ (\omega_1 + \omega_2)$$

Stabilirea condițiilor la electrozi se face ținîndu-se seama de rolul recombinării lîngă suprafețele de contact, fapt care a fost analizat de Rjanov [9].

BIBLIOGRAFIE

1. W. Shockley, Bell. Syst. Techn. Journ. *28*, 442, 1949.
2. B. I. Davîdov, JTF, *8*, 3, 1938.
3. A. V. Ioffe, JTF. *18*, 1498, 1948.
4. A. I. Gubanov, JTF. *23*, 675, 1953; 23, 1287, 1953.
5. W. Shottky, ZS.f. Phys., *118*, 539, 1941.
6. A. I. Gubanov, JTF., *24*, 308, 1954.
7. McKay, McAfee. Phys. Rev. 91, 1079, 1953.
8. V. C. Șubașiev și V. M. Tucikevici, JTF, *17*, 177, 1917.
9. A. V. Rjanov, DAN. SSSR, 98, 389, 1954.

PROPRIETĂȚILE ȘI STRUCTURA SISTEMELOR SEMICONDUCTOARE TERNARE *)

de B. T. KOLOMIEȚ
și N. A. GORIUNOVA

1. Proprietățile electrice și structura unor materiale din sistemul Tl—Sb—Se

Utilizarea din ce în ce mai largă a aparatelor cu semiconductori este însoțită de apariția unor noi cerințe impuse lor și care pot fi satisfăcute din ce în ce mai greu de proprietățile semiconductorilor cunoscuți, fie că aceștia sînt elemente sau compuși binari. O astfel de cerință este de exemplu, nevoia de a avea materiale cu o conductibilitate mare și cu un coeficient de temperatură al rezistenței mare sau cu o conductibilitate mică și cu un efect fotoelectric intern în domeniul infraroșu al spectrului etc. Imposibilitatea de a satisface astăzi complet cerințele impuse de practică nu este datorită faptului că proprietățile semiconductorilor sînt limitate, ci este o consecință a faptului că numărul materialelor utilizate actualmente atît în cercetările științifice, cît și în tehnică, este încă mic. Apare ca firească nevoia de a lărgi cercul materialelor semiconductoare. Pentru aceasta există diferite căi. O astfel de cale este obținerea unor materiale formate din trei sau mai multe elemente cu o compoziție mai complexă ca compușii binari. Materialele de compoziție complexă atrag tot mai des atenția fizicienilor care lucrează în domeniul fizicei corpului solid. La aceste materiale s-au obținut, de exemplu, permetivități extraordinar de mari[1]; o serie de proprietăți și legi interesante au fost observate la

*) Svoistva i structura troinih poluprovodnikovih sistem, *Jurnal Tehniceskoi Fiziki*, nr. 6, 1955.

spinel cu cupru și mangan și la materialele care au spinelul la bază; la aceste materiale s-a constatat, de exemplu, existența unor variații mari a proprietăților fotoelectrice etc. Studiul sistemelor complexe este dictat nu numai de cerințele practice, ci este un pas firesc în dezvoltarea științei, în special, a fizicii corpului solid.

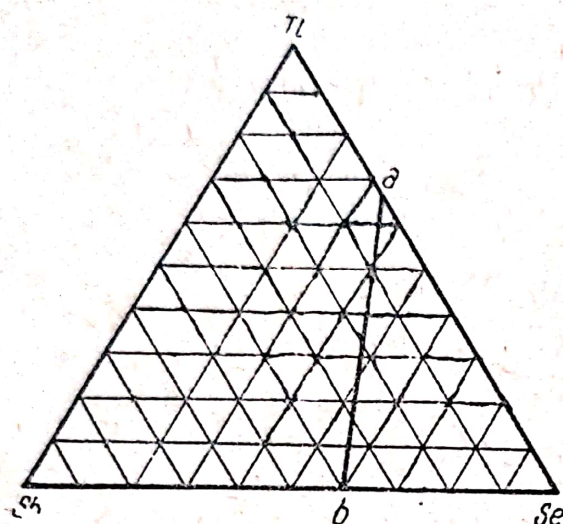
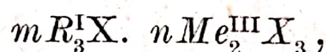


Fig. 1.

In această lucrare se dau rezultatele primelor cercetări cu privire la structura și proprietățile electrice a unor materiale din sistemul Tl-Sb-Se.

Intre compușii naturali complecși (mineralele) există și compuși a căror compoziție poate fi exprimată prin următoarea formulă:



$$mR_3^IX.\ nMe_2^{III}X_3,$$

unde R^I este un metal monovalent (de exemplu Cu, Ag, Tl); Me^{III} — un metal trivalent (de exemplu As, Sb, Bi) X — Sulf; m și n sînt numere întregi, care variază într-un interval destul de larg.

Prin analogie cu aceste sulfuri naturale complexe, se poate presupune că pot exista compuși asemănători pe bază de seleniuri. In legătură cu aceste considerente s-a ales ca obiect de cercetare sistemul $m\mathrm{Tl_2Se}.\ n\mathrm{Sb_2Se_3}$, care este o secțiune pseudobinară în sistemul ternar Tl-Sb-Se reprezentat în fig. 1. După cum se vede din figură, compoziția variază după linia *a b* de la $\mathrm{Tl_2Se}$ la $\mathrm{Sb_2Se_3}$ prin punctele corespunzătoare $m\mathrm{Tl_2Se}.$ $n\mathrm{Sb_2Se_3}$.

In afară de considerentele expuse mai sus, alegerea ca obiect de cercetare a sistemului $m\mathrm{Tl_2Se}$ a fost influențată și de faptul, că componentele binare căutate în sistemul $m\mathrm{Tl_2Se}.$ $n\mathrm{Sb_2Se_3}$ posedă proprietăți fotoelectrice pronunțate. Acest fapt permite să se studieze variația în funcție de compoziție nu numai a conductivității ci și a fotoconductibilității etc. adică permite să avem la dispoziție un număr mare de fapte experimentale, care pot fi utile la interpretarea fenomenelor observate.

Pentru această lucrare toți compușii din sistemul $\mathrm{Tl_2\ Se}$ — $\mathrm{Sb_2Se_3}$ au fost obținuți, prin topire din elemente. Substanțele

inițiale erau taliul, stibiul și seleniul cu diferite impurități, indicate în tabela 1.

Tabela 1

Substanțele inițiale	Impurități în procente								
	Pb	Cu	Cd	Ni	As	Fe	Te	S	Reziduu nevolatil
Taliu	0,004	0,0038	0,0014	0,0012	—	—	—	—	
Stibiu	0,027	0,01	—	—	0,01	0,01	—	—	
Seleniu	—	—	—	—	—	—	0,001	0,0008	0,006

Greutatea totală era de obicei de 25—30 g. Cîntărirea diferitelor componente ale compușilor se făcea cu o precizie pînă la $2 \cdot 10^{-4}$ g.

Sinteza se făcea în vid, în fiola de cuarț la o temperatură de 400—500° și dura trei ore. Temperatura de omogenizare adoptată la toate compozițiile era de 850°C; la acestă temperatură materialele erau menținute timp de o oră. După omogenizare, materialele erau supuse recoacerii printr-o scădere lentă a temperaturii timp de 14—15 ore. De obicei, nu se observa nici pe pereți nici în părțile superioare ale fiolelor de cuarț încălzite în poziție verticală, sublimări sensibile. La terminarea sintezei toate materialele se prezentau ca niște lingouri situate în partea inferioară a fiolelor.

Pentru măsurarea proprietăților electrice, structurale și a altor proprietăți, au fost sintetizate în sistemul Tl_2Se — Sb_2Se_3 11 materiale. In tabela 2 se dă compoziția lor chimică (formulele convenționale) și relațiile moleculare dintre componenții binari.

Tabela 2

Nr. materialului	Compoziția chimică	Compoziția moleculară	
		Sb_2Se_3	Tl_2Se
1	Sb_2Se_3	100	—
2	$8Sb_2Se_3 \cdot Tl_2Se$	89	11
3	$4Sb_2Se_3 \cdot Tl_2Se$	80	20
4	$2Sb_2Se_3 \cdot TlSe$	66,6	33,3
5	$3Sb_2Se_3 \cdot Tl_2Se$	60	40
6	$Sb_2Se_3 \cdot Tl_2Se$	50	50
7	$2Sb_2Se_3 \cdot Tl_2Se$	40	60
8	$Sb_2Se_3 \cdot 2Tl_2Se$	33,3	66,6
9	$Sb_2Se_3 \cdot 4Tl_2Se$	20	80
10	$Sb_2Se_3 \cdot 8Tl_2Se$	11	89
11	Tl_2Se	—	100

Probele experimentale și metodele de măsură.

Pentru efectuarea măsurătorilor electrice se turnau din aliajele obținute prizme dreptunghiulare de dimensiunea $2\times5\times20$ mm. Un contact electric mai bun cu corpul probei se obținea prin acoperirea bazelor prizmei cu un strat de aur.

Pentru măsurarea constantei Hall și a conductivității prin metoda sondelor, se suda la fețele laterale ale probelor studiate, electrozi de platină din sîrmă cu diametrul de 0,1 mm. Probele experimentale sînt reprezentate schematic în fig. 2.

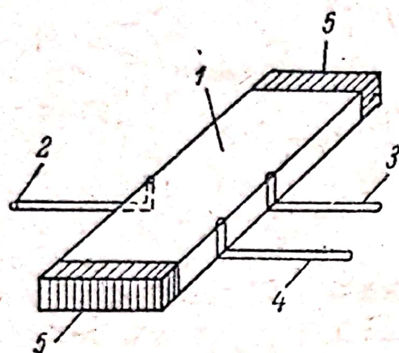


Fig. 2.
1 — corpul probei ; 2, 3, 4 — electrozii de platină ; 5 — straturile de aur

Măsurarea conductivității, a dependenței ei de temperatură, a semnului purtătorilor de sarcină și a mărimii forței termoelectromotoare, precum și a efectului Hall a fost efectuată la aceleași probe. Măsurarea fotoconductibilității s-a făcut însă la materiale cu suprafețe proaspăt formate, prevăzute cu electrozi de aur și așezate la distanțe de 2—3 mm unul de celălalt. Majoritatea datelor citate reprezintă media de 5—7 măsurători.

Semnul purtătorilor și forța termoelectromotoare.

La compușii cercetați semnul purtătorilor de conductibilitate se determină din semnul forței termoelectromotoare, prin metoda termo-sondei. Mărirea forței termoelectromotoare se determină pentru o temperatură de aproximativ 50°C a sudurii calde.

Din datele măsurătorilor, precum și din semnul diferenței de potențial Hall, s-a stabilit că toți compușii studiați, precum și substanțele inițiale, au o conductibilitate lacunară.

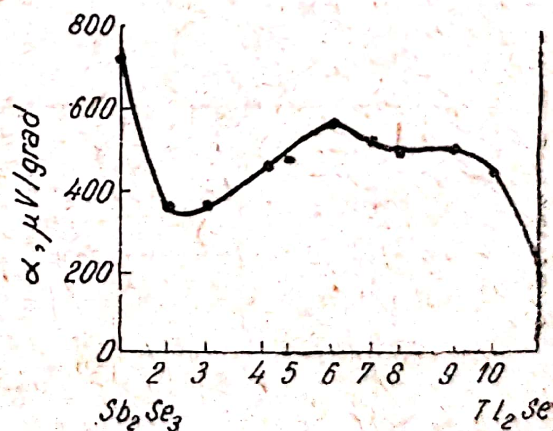


Fig. 3

Forța termoelectromotoare α, reprezentată în fig. 3, este mare în toate cazurile și este în general legată de variațiile conductivității în modul următor, încît unei conductivități mai mici îi corespund valori mai mari ale forței termoelectromotoare și invers. Atrage atenția faptul că

într-un interval foarte larg de compuşi, la care, cum se va arăta mai jos, conductivitatea varia cu trei ordine de mărime, forţa termoelectromotoare depinde în mică măsură de compoziţie.

In figura dată, ca şi în cele care urmează, s-au trecut în axa absciselor compozţia compuşilor indicînd-o prin numerele de ordine ale substanţelor, aşa cum sînt date în tabela 2.

CONDUCTIVITATEA

La sistemul studiat determinarea variaţiei conductivităţii în funcţie de componenţa sa a fost precedată de determinarea valorilor conductivităţii la substanţele iniţiale, adică la Tl_2Se şi Sb_2Se_3. S-a făcut aceasta pentru că în literatură nu există date referitoare la conductivitatea acestor compuşi.

Avînd în vedere variaţiile mari ale conductivităţii semiconductorilor la perturbarea raportului stoechiometric şi în funcţie de impurităţi, valorile conductivităţii determinate la Tl_2Se şi Sb_2Se, precum şi la alte substanţe din întreg sistemul $mTl_2Se \cdot nSb_2Se_3$ nu pot fi considerate ca valori caracteristice. Toate aceste valori corespund gradului de puritate al materialelor iniţiale şi preciziei cîntăririi componenţilor din care a fost sintetizat compusul considerat.

In fig. 4 este reprezentată conductivitatea în funcţie de compoziţie la seria de compuşi studiaţi de noi.

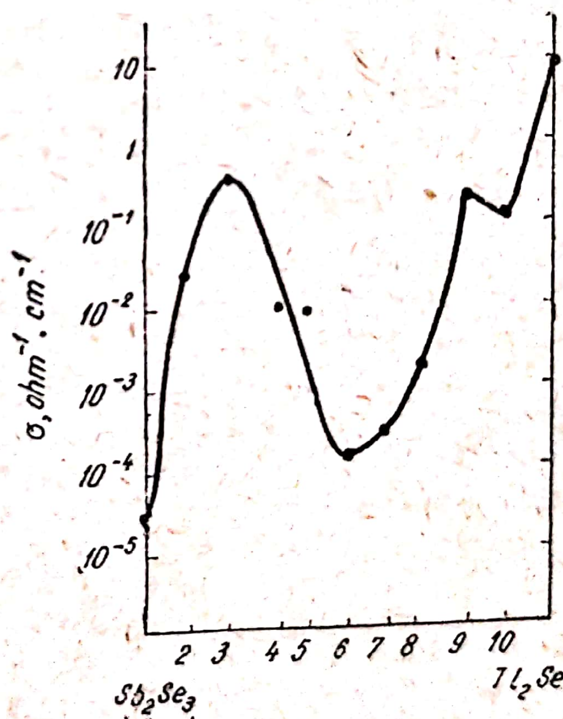


Fig. 4

Un rezultat important al studiului variaţiei conductivităţii în funcţie de compoziţie este stabilirea faptului, că la trecerea de la valori mici la Sb_2Se_3 la valori mari la Tl_2Se, conductivitatea nu variază monoton, ci prezintă un maxim puternic pronunţat la un anumit compus şi un minim bine nuanţat la altul. Este interesant faptul că aceste variaţii ale conductivităţii sînt situate în limitele a trei ordine de mărime. Caracterul

variației conductivității cu compoziția, ne face să bănuim că printre substanțele sistemului studiat ar exista un anumit compus chimic.

In fig. 5 este reprezentată variația valorii mobilității u și a concentrației n a purtătorilor de curent, determinate prin măsurarea constantei Hall la probele ale căror date au fost trecute în fig.4. După cum se vede din fig. 5, concentrația purtă orilor variază în deplină concordanță cu variația conductivității. In ceea ce privește mobilitatea, ea este în general mică și ajunge la 220 $cm^2/V \cdot s$ numai într-un singur punct. Se pare că, valorile mari ale mobilității au dus la apariția unui maxim suplimentar în mersul conductivității materialului *9* (vezi fig. 4).

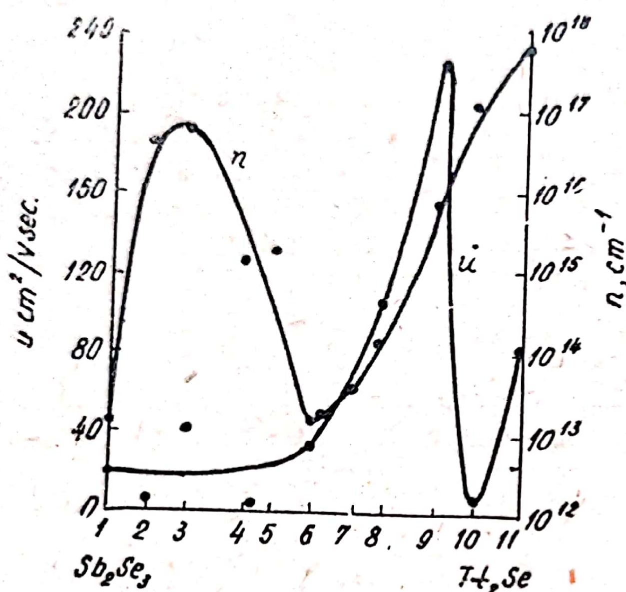


Fig. 5

Prin urmare, primele rezultate ale studiului variației conductivității în funcție de compoziție, au dus la stabilirea în sistemul $m\text{Tl}_2\text{Se} \cdot n\text{Sb}_2\text{Se}_3$ a unui punct singular caracteristic, în care conductivitatea este minimă. După cîte se pare caracterul variației conductivității în toată seria de compuși trebuie pus în seama existenței unor sisteme polifazice, conținînd soluții solide. Studiul variației cu temperatura a conductivității materialelor studiate a condus, în primul rînd, la obținerea unor informații cu privire la natura variației cu temperatura și la mărimea energiei de activare a purtătorilor de curent la componenții principali din compușii noștri Tl_2Se și Sb_2Se_3. Cu această ocazie a rezultat că la seleniura de taliu variația cu temperatura a conductivității este de tip metalic. La una din probele Tl_2Se variația rezistenței R cu temperatura este reprezentată în fig. 6.

La seleniura de stibiu variația cu temperatura a conductivității este cea caracteristică pentru semiconductori; energia de activare a purtătorilor de curent este de 1,23 eV.

Toți compușii pe care i-am studiat în sistemul nostru prezintă o variație exponențială a conductivității în funcție

de temperatură, care este caracteristică pentru semiconductori; energia de activare variază de la o compoziție la alta, într-un interval destul de larg. Ca la mulți semiconductori și la materialele noi există în curba care reprezintă variația cu temperatura o a doua pantă, care indică existența unei energii de activare mici. Ca ilustrare s-a reprezentat în fig. 7 variația cu temperatura a conductivității în coordonate obișnuite $\lg\left(\sigma - \frac{1}{T}\right)$ la componenții principali și la cîțiva compuși (tabela 2). In fig. 8 sînt trecute valorile energiei de activare obținute la măsurătorile efectuate. Pe această figură sînt reprezentate, printr-o curbă continuă, valorile maxime ale energiei

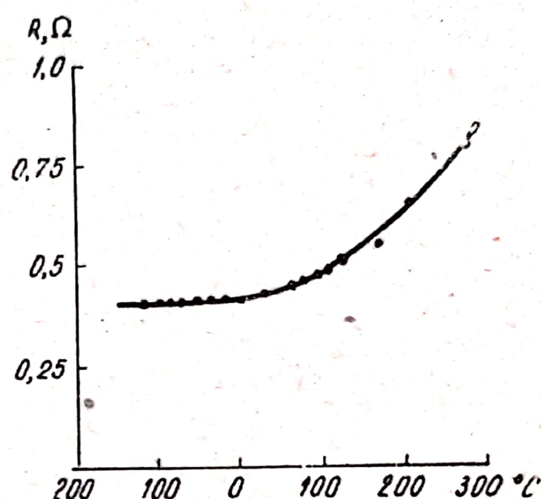


Fig. 6

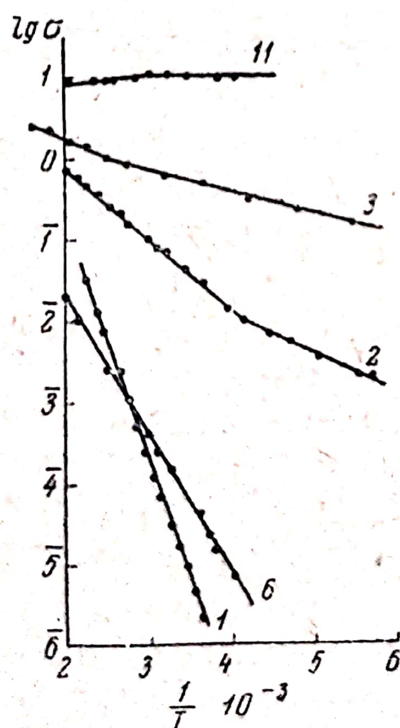


Fig. 7

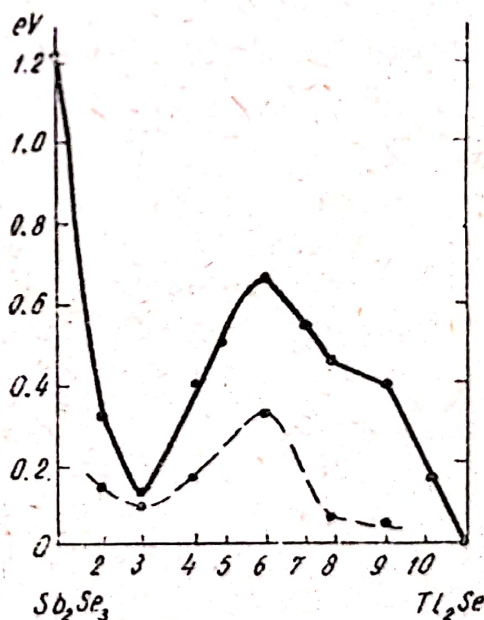


Fig. 8

de activare, iar prin linia punctată valorile minime, calculate din panta mai mică.

Studiul conductivității a arătat că sistemul $m\mathrm{Tl_2Se} \cdot n\mathrm{Sb_2Se_3}$ formează o serie continuă de materiale semiconductoare, ale căror conductivități sînt situate în intervalul 10—10^{-5} $\mathrm{ohm^{-1}\,cm^{-1}}$. Deosebirile de compoziție determină nu numai valoarea conductivității, ci și o serie de alte proprietăți. De exemplu, la o conductivitate de același ordin de mărime la substanțele

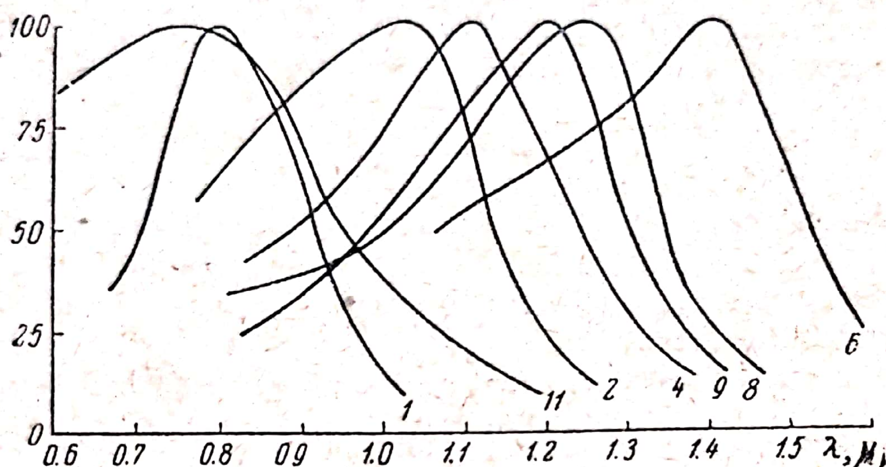


Fig. 9

In axa ordonatelor sînt trecute în unități relative valorile sensibilității pe unitate de energie incidentă

3 și *9* (tabela 2), valorile energiei de activare a purtătorilor de curent din aceste materiale diferă între ele mai mult decît de două ori.

FOTOCONDUCTIBILITATEA

Studiul efectului fotoelectric intern în lumină modulată, urmat de amplificare a arătat că toate materialele din sistemul $m\mathrm{Tl_2Se} \cdot n\mathrm{Sb_2Se}$ sînt fotoconductoare, iar semnul purtătorilor de curent fotoelectric corespunde în acest caz unei conductibilitiăți lacunare.

La seleniura de stibiu distribuția spectrală a efectului fotoelectric intern prezintă un maxim pentru $\lambda = 800$ μ. Fotoconductibilitatea seleniurei de taliu este asemănătoare cu fotoconductibilitatea $\mathrm{Sb_2Se_3}$ și diferă de aceasta numai prin faptul că maximul este puțin deplasat și că sensibilitatea seleniurei de taliu este mai mare în domeniul lungimilor de undă λ scurte (față de maxim).

La toate materialele intermediare între $\mathrm{Tl_2Se}$ și $\mathrm{Sb_2Se_3}$ distribuția spectrală a fotoconductibilității, diferă mult de cea

observată la componenții inițiali. Datele experimentale au arătat că odată cu mărirea concentrației unuia din componenți, de exemplu a Tl_2Se, distribuția spectrală se deplasează treptat înspre undele lungi. Sensibilitate la lungimile de undă cele mai lungi prezintă materialul cu conținut egal în componenți. Mărirea ulterioară a conținutului în Tl_2Se, produce o deplasare în sens invers a caracteristicilor spectrale adică înspre lungimile de undă scurte.

Rezultatele studiului variației fotoconductibilității în funcție de compoziție sînt reprezentate în fig. 9. Numărul curbei de pe figura respectivă corespunde numărului matarialului din tabela 2. Distribuția spectrală a fotoconductibilității la materialele *3*, *5*, *7* și *9* nu a putut fi măsurată precis, din cauza sensibilității mici și a nivelului ridicat al zgomotului. Din rezultatele cu privire la fotoconductibilitate, reiese în special că variația cu compoziția a energiei de activare a purtătorilor de curent la întuneric, diferă de cea corespunzătoare conductibilității la lumină. In cazul conductibilității la întuneric, energia de activare a purtătorilor de curent crește ; atunci cînd trecem înspre partea centrală a sistemului stabilit, energia de activare a purtătorilor scade în cazul conductibilității la lumină. In fig. 10 curba continuă reprezintă energiile de activare a purtătorilor de curent în cazul conductibilității la lumină, calculate la pragul fotoelectric. La materialele cu compozițiile *3*, *5*, *7* și *9* pragul fotoelectric a fost determinat din absența vreunui semnal pe ecranul osciliografului. Pentru comparație sînt trecute pe aceeași figură energiile de activare în cazul conductibilității la întuneric (curba întreruptă).

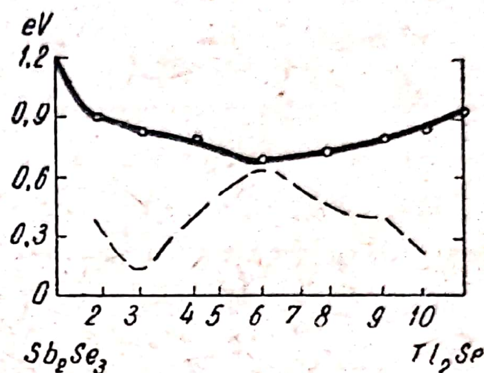


Fig. 10

Deosebirea care există în variația cu compoziția a energiei de activare, poate să indice existența unei diferențe în tipurile de tranziții electronice. Astfel, în timp ce conductibilitatea se datorește mai ales unor tranziții ale electronilor de pe nivelele din zona ocupată de nivelele acceptoare, conductibilitatea la lumină se datorește unor tranziții de pe nivelele acceptoare pe nivelele din zona de conducție, așa cum se întîmplă la oxidul cupros [2]. Această afirmație trebuie să fie însă urmată de un studiu experimental. La astfel de tranziții electronice, suma energiilor de activare trebuie să caracterizeze lățimea zonei

interzise. Astfel, de pildă, cum se vede din fig. 10, la toți compușii suma energiilor de activare este în medie aproximativ egală cu 1,2 eV. In punctul 6 al compoziției $Tl_2Se \cdot Sb_2Se_3$ rezultă pentru lățimea zonei interzise determinată pe această cale valoarea de 1,33 eV.

In tabela 3 se dă un rezumat al datelor corespunzătoare fig. 3, 4, 5, și 8.

Tabela 3

Nr. materialului	Conductivitatea Ω^{-1}. cm^{-1}	Concentrația purtătorilor cm^{-1}	Mobilitatea $cm^2/V.s$	Forța termoelectromotoare $\mu V/grad$	Energia de activare (maximă), eV
1	$4,6 \cdot 10^{-5}$	$1,25 \cdot 10^{13}$	23	720	1,22
2	$4,7 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{16}$	4	368	0,33
3	$6,5 \cdot 10^{-1}$	$7,8 \cdot 10^{16}$	44	362	0,14
4	$1,11 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{15}$	2,76	458	0,4
5	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{15}$	25,5	467	0,5
6	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	35	560	0,66
7	$4,97 \cdot 10^{-4}$	$5,10 \cdot 10^{13}$	60	510	0,55
8	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{14}$	105	500	0,46
9	$3,7 \cdot 10^{-1}$	$8,9 \cdot 10^{15}$	223	504	0,4
10	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,0 \cdot 10^{17}$	8,3	456	0,12
11	10,7	$7,1 \cdot 10^{17}$	80,5	241	

Totalitatea rezultatelor obținute la studiul proprietăților electrice și fotoelectrice ne permite să afirmăm că în seria de substanțe studiate există un compus chimic corespunzător formulei $Tl_2Se \cdot Sb_2Se_3$.

PROPRIETĂȚILE GENERALE ȘI STRUCTURA

Ca formă exterioară, toate substanțele exceptînd un singur compus, erau formate din cristale mici, de culoare cenușiu închis.

Substanța cu compoziția nr. 6 difera de celelalte probe fiind formată din cristale în formă de lamele, care se puteau separa ușor după planele de clivaj. Temperatura ei de fuziune, determinată cu ajutorul curbei de răcire era de 456 ± 10°C. Greutatea specifică a acestei substanțe era egală cu 6,9 g/cm^3.

Din toate substanțele studiate au fost preparate suprafețe șlefuite pentru studiul la microscop, care s-a făcut folosind măriri între 60 și 200. Suprafețele materialelor *2—6* erau atacate cu o soluție de NaOH 10%; 7—11 cu o soluție de acid azotic în

alcool în proporție de 10% (5 cm³ HNO_3 concentrat în 100 cm³ C_2H_5OH).

Studiul microscopic a arătat, că substanța de compoziție *6* ($Tl_2Se \cdot Sb_2Se_3$) prezintă tabloul clasic al sistemelor monofazice In fig. 11 *a* este dată o microfotografie a acestui compus înainte de a fi atacat cu un acid iar în fig. 11 *b* după atacare, care a produs reliefarea frontierelor granulelor.

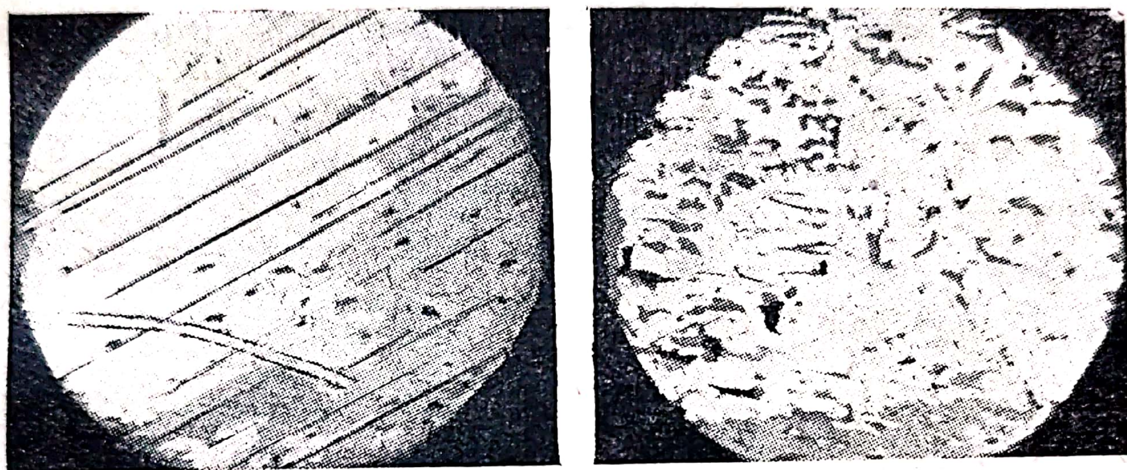


Fig. 11

O structură cu totul specifică este cea a materialului de compoziție *9*, care are o mobilitate anormal de ridicată. După cum se vede din fig. 12, la substanța bifazică respectivă, una din faze este cristalizată în formă de „coloană". O structură bifazică prezintă compusul *2* a cărui microfotografie este arătată în fig. 13.

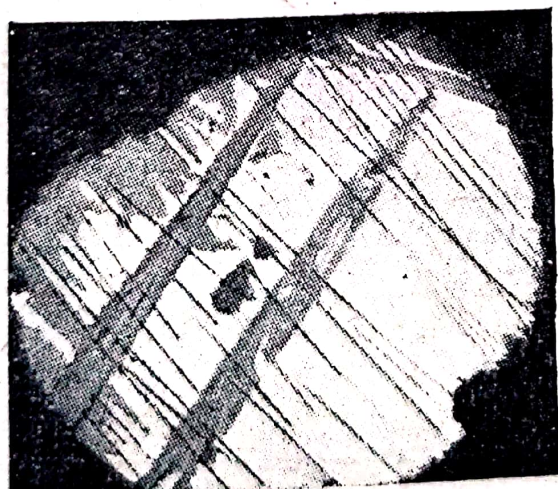


Fig. 12

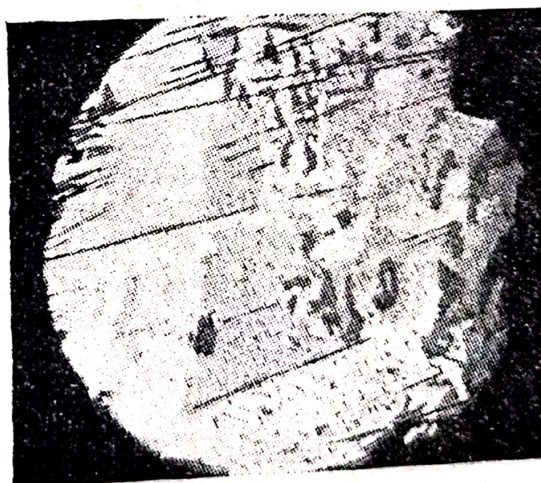


Fig. 13

1 — $Tl_2Se \cdot Ss_2Se_3$; *2* — $Tl_2Se \cdot AstSe_2Te$; *3* — $Tl_2Se \cdot As_2SeTe_4$; *4* — $Tl_2Se \cdot As_2Te_3$.

Din studiul diagramelor Debye obținute la aceleași substanțe se poate trage concluzia că la compusul *9* faza a doua poate fi identificată cu substanța de compoziție *6*. Faza a doua a compusului *2* n-a fost descifrată pînă acum.

La toate celelalte materiale (*3*, *4*, *5*, *6*, *8* și *10*) nu s-a putut observa faza a doua. Microsuprafețele acestor compuși nu prezintă structuri bine nuanțate. Absența unei structuri bine nuanțate la aceste suprafețe este în concordanță cu studiul roentgenografic al structurii. Astfel, de exemplu, diagramele Debye ale substanțelor de compoziții *3*, *4*, *5*, se disting prin existența unui număr de linii foarte slabe, ceea ce dovedește existența unei cristalizări slabe și a unei structuri de dispersie fină. In acest caz este esențial faptul, că aceste linii slabe nu au nimic comun cu liniile care se referă la compusul *6*.

Spre deosebire de diagramele Debye ale compușilor *2*, *3*, *4*, și *5* diagramele Debye ale materialelor *7*, *8*, *9* și *10* conțin liniile unui nou compus, iar parametrii lor rămîn neschimbați la toate materialele. Lipsa fazei a doua pe suprafețele compușilor 7, *8* și *10* se datorește, după părerea noastră, în mare măsură, metodei prea puțin studiate de prelucrare a suprafețelor prin atacare.

Rezultatul cel mai interesant la studiul roentgenografic al structurilor a fost obținut la substanțe de compoziție $Tl_2Se \cdot Sb_2Se_3$. Diagramele Debye prezintă linii clare, care diferă de acelea ale compușilor binari inițiali, adică Tl_2Se și Sb_2Se_3.

Prin acest studiu efectuat de N. N. Fedorova, s-a demonstrat existența unui nou compus chimic în punctul din partea centrală a sistemului studiat.

Deoarece datele analizei roentgenografice și microscopice a structurii au dat indicații cu privire la existența unui compus chimic în punctul *6* din sistemul studiat, a fost interesant ca compusul respectiv să fie supus unui studiu structural mai detaliat. Această parte a lucrării a fost efectuată în laboratorul prof. Z. G. Pinsker de la Institutul de cristalografie al Academiei de Științe. Studiul structurii compușilor complecși are o valoare de sine stătătoare din care cauză descrierea studiului structural pe care am citat-o aici, constituie obiectul unei comunicări aparte. In această lucrare ne vom limita numai la citarea datelor principale referitoare la structură și parametri, pe care ni le-a pus la dispoziție profesorul Pinsker.

Studiul electronografic al structurii a arătat, prin comparație cu datele analizei roentgenografice a structurii, că materialul *6* al compoziției $Tl_2Sb_4Se_3$ are o structură rombică cu parametrii $a = 4{,}15$ Å, $b = 4{,}50$ Å și $c = 12{,}0$ Å.

In legătură cu faptul că în momentul începerii lucrării n-au existat date cu privire la structura componenților noștri binari inițiali, Institutul de cristalografie a determinat structura și parametrii rețelei atît la Tl_2Se, cît și la Sb_2Se_3. Descrierea acestor cercetări trebuie să formeze și ea obiectul unei comunicări de sine stătătoare.

Tabela 4

Substanța	Tipul de structură	Parametrii rețelei, Å		
		a	b	c
Tl_2Se	Tetragonală	8,52	8,52	12,68
Sb_2Se_3	Rombică	11,5	11,6	3,98
$Tl_2Sb_2Se_4$	,,	4,15	4,50	12,0

Compararea rezultatelor cercetărilor structurale trecute în tabela 4 cu celelalte date permite să considerăm că în sistemul $m Tl_2Se \cdot n Sb_2Se_3$ s-a stabilit existența unui compus chimic corespunzător formulei $Tl_2Sb_2Se_4$.

DATE PRELIMINARE CU PRIVIRE LA MATERIALELE DIN SISTEMUL $Tl_2Se \cdot As_2(SeTe)_3$

Sistemul $m Tl_2Se \cdot n Sb_2Se_3$ este unul din multele sisteme, care pot fi obținute în conformitate cu formula generală de mai sus $m R_2^I X \cdot m Me_2^{III} X_3$, înlocuind în această formulă atomii de metal cu atomii de metaloizi. Această înlocuire poate să conducă la obținerea unor rezultate calitativ noi, ceea ce s-a observat introducînd în sistemul studiat de noi arseniul în locul stibiului și înlocuind seleniul cu telurul.

Topind în regimul descris la începutul acestui articol substanța de compoziție $Tl_2Se \cdot As_2Se_3$, s-a obținut o substanță, care seamănă ca aspect exterior cu seleniul amorf topit cu o conductivitate de $1{,}7 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1} \cdot cm^{-1}$. Analiza roentgenografică a structurii a arătat că în limitele preciziei metodei respective substanța de compoziție Tl_2Se este amorfă.

S-a observat de asemenea că înlocuind treptat în această compoziție seleniul prin telur, de la $Tl_2Se \cdot As_2Se_3$ la $Tl_2Se \cdot As_2Te_3$, conductivitatea creștea mult și se păstra structura amorfă.

Datele preliminare cu privire la conductivitatea în noua grupă de substanțe amorfe sînt trecute în tabela 5.

In afară de faptul că au conductivitate mare, substanțele noi se disting și printr-o fotoconductibilitate remarcabilă.

Tabela 5

Compusul	Tipul de structură	Mărimea conductibilității $\Omega^{-1}\,cm^{-1}$
Tl_2Se	Tetragonală	10
As_2Se_3		$<10^{-11}$
As_2Te_3		$>10^2$
$Tl_2Se \cdot As_2Se_3$	Amorfă	$1{,}7 \cdot 10^{-9}$
$Tl_2Se \cdot SAs_2SeTe$	,,	$6{,}9 \cdot 10^{-6}$
$Tl_2Se \cdot Asx_2SeTe_2$	,,	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$
$Tl_2Se \cdot As_2Te_3$	,,	$3{,}8 \cdot 10^{-3}$

Caracterul distribuției spectrale a efectului fotoelectric intern este prezentat la patru compuși din fig. 14.

Aceste date preliminare cu privire la conductivitate și fotoconductivitate permit să presupunem că la sistemul dat avem de a face cu noi substanțe semiconductoare cu proprietăți specifice.

Pe cît se pare prezintă interes teoretic și sistemele la care s-a constatat că seleniura de arseniu (As_2Se_3) nu antrenează formarea unei faze sticloase pentru a doua componentă binară a sistemului, dar el există sub formă de fază amorfă. Astfel de substanțe sînt $PbSe \cdot As_2Se_3$; In As. As_2Se_3 etc.

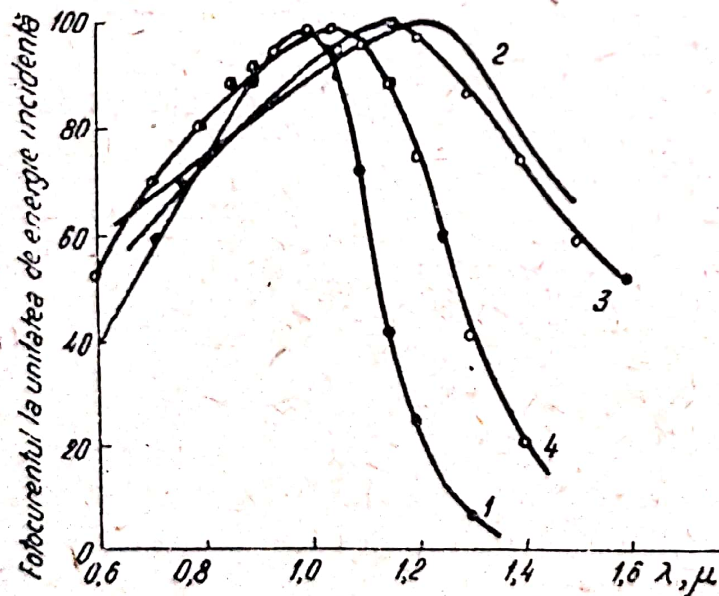


Fig. 14

Rezultatele studiului detaliat al grupei noi de substanțe semiconductoare cu structură amorfă, vor fi publicate în curînd.

Concluzii

1. După cum rezultă din studiul efectuat, în secțiunea pseudobinară $m\mathrm{Tl_2Se}\cdot n\mathrm{Sb_2Se_3}$ a sistemului ternar Tl-Sb-Se există un compus chimic de compoziție $\mathrm{Tl_2Sb_2Se_4}$. Prin proprietățile sale electrice, acest compus este un semiconductor lacunar tipic, care la temperatura camerei prezintă o conductivitate de ordinul a $10^{-4}\cdot\Omega^{-1}\cdot\mathrm{cm}^{-1}$ și o fotoconductibilitate avînd un maxim la $\lambda = 1{,}4\ \mu$.

2. Variind concentrația componenților din seria $m\mathrm{Tl_2Se}\cdot n\mathrm{Sb_2Se_3}$ se poate obține o gamă întreagă de materiale semiconductoare complexe, ale căror conductivități se situează în limitele a șase ordine de mărime și a căror fotoconductibilitate variază continuu cu distribuția spectrală într-un interval destul de larg, cu maximele între 0,8 și 1,4 μ.

3. Inlocuind în acest sistem stibiul cu arseniul se obține o nouă grupă de substanțe semiconductoare, care posedă structură amorfă. Introducînd telurul în acești compuși, conductivitatea crește pînă la $10^{-3}\cdot\Omega^{-1}\cdot\mathrm{cm}^{-1}$, fără ca structura amorfă să se schimbe.

Cercetarea descrisă mai sus efectuată la sistemul $m\mathrm{Tl_2Se}\cdot n\mathrm{Sb_2Se_3}$, împreună cu datele preliminare despre proprietățile materialelor din sistemul $\mathrm{Tl_2Se}\cdot\mathrm{As_2(Se,Te)_3}$ arată perspectivele studiului sistemului ternar, în ceea ce privește obținerea unor noi materiale semiconductoare cu proprietăți calitativ noi.

BIBLIOGRAFIE

1. B. M. Vul și I M. Goldman, DAN. SSSR, 46, nr. 4, 164, 1945
2. V. P. Juze și S. M. Rîvkin, DAN, SSSR, 68, nr. 4, 673, 1949.

CU PRIVIRE LA PROBLEMA VARIAŢIEI CU TEMPERATURA A FORŢEI TERMOELECTROMOTOARE A SEMICONDUCTORILOR CU IMPURITĂŢI *)

de T. A. KONTOROVA

1. Introducere

Rezolvarea corectă a problemei naturii variaţiei cu temperatura a forţei termoelectromotoare la diferite materiale semiconductoare este de o mare importanţă practică. Un interes deosebit îl prezintă, în special, studiul forţei termoelectromotoare la semiconductori în aşa numitul domeniu al „impurităţiilor", adică în domeniul temperaturilor relativ joase, în care drept sursă principală de purtători de curent pot fi considerate impurităţile.

In ultimele decenii, s-a publicat un număr relativ mare de lucrări experimentale, care se ocupă cu studiul variaţiei forţei termoelectromotoare a semiconductorilor în funcţie de temperatură. Cu mici excepţii aceste studii nu au însă un caracter sistematic; adesea, ele sînt în controversă şi nu permit să se tragă concluzii unice despre legile de variaţie a forţei termolectromotoare într-un interval de temperatură destul de larg.

In studiul teoretic al problemei se admite, de cele mai multe ori, că gazul electronic este nedegenerat şi că se poate deci folosi statistica clasică a lui Boltzmann, atît pentru a găsi relaţiile care ne dau forţa termoelectromotoare în funcţie de potenţialul chimic cît şi pentru a calcula potenţialul chimic.

---

*) K voprosu o temperaturoni zavisimosti termoeds primesnih poluprovodnikov. *Jurnal Tehniceskoi Fiziki*, nr. 9, 1954.

Totodată dependența de temperatură a potențialului chimic este la rîndul ei determinată de obicei numai cu aproximație.

Pînă la urmă toate aceste aproximații duc la o proporționalitate directă între forța termoelectromotoare diferențială α și mărimea $1/T$, unde T este temperatura în °K. Astfel, în cazul unui semiconductor cu impurități obținem, în acest caz,

$$\alpha \sim \frac{\varepsilon'}{2kT}, \tag{1,1}$$

aici k este constanta lui Boltzmann, iar ε' energia de activare a impurității.

Intr-o serie de cazuri se constată într-adevăr experimental că există o relație liniară între α și $1/T$. Intr-un număr mare de cazuri, relația (1,1) nu este însă confirmată de experiență.

In cele ce urmează, se va arăta, că acest lucru este pe deplin firesc: aproximațiile amintite mai sus sînt departe de a fi, întotdeauna justificate și prin urmare dependența de temperatură a mărimii α poate să difere mult de o dependență de tipul (1,1).

2. Criteriul de aplicabilitate practică a relațiilor clasice

Amintim că forța termoelectromotoare diferențială α este o funcție univocă de așa numitul potențial chimic redus μ^*, egal cu

$$\mu^* = \frac{\mu}{kT}, \tag{2,1}$$

unde μ este potențialul chimic.

Așa de exemplu, la un semiconductor cu o rețea atomică, la care difuzia purtătorilor de curent se produce datorită interacțiunii lor cu vibrațiile rețelei, forța termoelectromotoare este determinată de o formulă de forma următoare

$$\alpha = \pm \frac{k}{e}\left[2\frac{F_1(\mu^*)}{F_0(\mu^*)} - \mu^*\right], \tag{2,2}$$

$$F_m(\mu^*) = \int_0^\infty \frac{x^m}{x - \mu^* + 1}\, dx, \tag{2,3}$$

iar valoarea ei „clasică" aproximativă, obținută prin înlocuirea funcției lui Fermi din (2,3) cu funcția lui Boltzmann, este

$$\alpha \simeq + \frac{k}{e}(2 - \mu^*)$$

(vezi de ex. [1]). In acest domeniu al temperaturilor relativ joase, unde rolul principal îl are difuzia pe ionii impurităților în loc de (2,2) și (2,4) avem respectiv

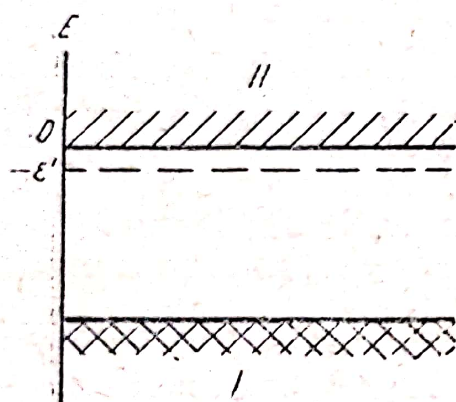


Fig. 1
I – zona ocupată; *II* – zona de conductibilitate

$$\alpha = \pm \frac{k}{e}\left[\frac{4}{3}\frac{F_3(\mu^*)}{F_2(\mu^*)} - \mu^*\right] \quad (2,5)$$

$$\alpha \simeq \pm \frac{k}{e}(4 - \mu^*). \quad (2,6)$$

Intrucît forța termoelectromotoare este o funcție univocă de μ^*, pentru a explica caracterul dependenții ei de temperatură dedusă pe cale teoretică, trebuie să cunoaștem dependența de temperatură a lui μ^*, dedusă pe cale teoretică.

Căutarea dependenții de temperatură a lui μ^* este legată de anumite ipoteze concrete, relative la schema poziției nivelelor energetice ale electronilor, adică de alegerea unui model concret de semiconductor.

In cele ce urmează ne vom limita la analizarea cazului celui mai simplu al unui semiconductor cu impurități, a cărui schemă normală de nivele energetice este reprezentată în fig. 1; ε' este valoarea absolută a energiei de activare a impurității. Se știe că potențialul chimic redus μ^*, poate fi găsit prin rezolvarea ecuației, care exprimă condiția de neutralitate electrică a sistemului.

Dacă N este concentrația centrelor de impurități, fiecare centru fiind capabil să dea în zona de conductibilitate cîte un electron, atunci, în cazul considerat, această ecuație este de forma

$$N = \frac{N}{e^{-(\varepsilon^* + \mu^*)} + 1} + \frac{4\pi(2m^* kT)^{3/2}}{h^3} F_{1/2}(\mu^*), \quad (2,7)$$

unde

$$F_{1/2}(\mu^*) = \int_0^\infty \frac{\sqrt{x}}{e^{x-\mu^*}+1}\, dx; \quad \varepsilon^* = \varepsilon'/kT, \quad (2,8)$$

m^* fiind masa efectivă a electronului, iar h constanta lui Planck.

De obicei, ecuația (2,7) se scrie sub o formă mai comodă

$$\left.\begin{aligned} &\frac{A}{T^{3/2}}\,\frac{N}{e^{(\varepsilon^*+\mu^*)}+1} = F_{1/3}(\mu^*), \\ &\text{unde} \\ &A = h^3/4\pi(2\,m^*k)^{3/2}\,. \end{aligned}\right\} \tag{2,9}$$

In general, pentru a găsi variația cu temperatura a lui μ^*, care ne interesează, trebuie să rezolvăm grafic ecuația (2,9) pentru anumite valori bine determinate ale parametrilor N și ε'. Valorile integralei $F_{1/2}(\mu^*)$ au fost calculate de Mc. Dougall și Stoner [2] pentru μ cuprins între -4 și $+20$.

Dacă totuși în intervalul de temperaturi studiat, gazul electronic rămîne nedegenerat (adică dacă μ^* este negativ și nu prea mic în valoarea absolută), atunci se știe că funcția lui Fermi de sub semnul integralei (2,8) poate fi înlocuită prin funcția lui Boltzmann și integrala $F_{1/2}(\mu^*)$ capătă o formă foarte simplă.

$$F_{1/2}(\mu^*) \simeq \frac{\sqrt{\pi}}{2}\, e^{\mu^*}\,. \tag{2,10}$$

Este îndeobște cunoscut că aproximația clasică (2,10) este pe deplin valabilă începînd de la $\mu^* < -2$ (pentru $\mu^* = -2$ precizia acestei aproximații este de 5%, iar la $\mu^* -3$ ea este de 2%).

Soluția ecuației (2,9) care ne interesează capătă în acest caz forma

$$\mu^* = -\frac{\varepsilon'}{kT} + \ln\left[\frac{1}{2}\left(\sqrt{1+\frac{2Nh^3}{(2\,\pi m^* k\,T)^{3/2}}\,e^{\varepsilon'/kT}}-1\right)\right] \tag{2,11}$$

(vezi [1]).

Relația (2,11) dă variația cu temperatura a lui μ^* în cazul „clasic". In combinație cu formula (2,4) sau (2,6) (sau chiar cu alte formule analoge care determină pe α în funcție de μ^*, în cazul unui alt mecanism de difuzie a electronilor de conductibilitate) ea dă deadreptul și dependența de temperatură căutată a forței termoelectromotoare, pentru valorile date ale concentrației impurităților, N, și ale energiei de activare ε'.

Inainte de a aplica însă relația clasică (2,11) la calculul forței termoelectromotoare trebuie să fim siguri că aproximația (2,10) a funcției $F_{1/2}(\mu^*)$, pe care ea se bazează, este într-adevăr valabilă în tot intervalul de temperaturi care ne interesează.

Problema limitelor de aplicabilitate a statisticii clasice la purtătorii de curent, în interiorul semiconductorilor a fost analizată pentru prima dată de Ştifrin [3]. Amintim că Ştifrin a arătat, că relaţiile clasice sînt aplicabile numai în cazurile la care concentraţia n a electronilor în zona de conductibilitate este mai mică, decît o anumită valoare, care la rîndul ei este funcţie de temperatura la care se face experienţa.

$$n < 6{,}2 \cdot 10^{14}\ T^{3/2} \qquad (2{,}12$$

Trebuie însă să subliniem că problema alegerii unei anumite statistici nu poate fi rezolvată în mod univoc prin faptul că se verifică dacă criteriul (2,12) este satisfăcut pentru o singură valoare arbitrară a temperaturii (aşa cum se admite deobicei).

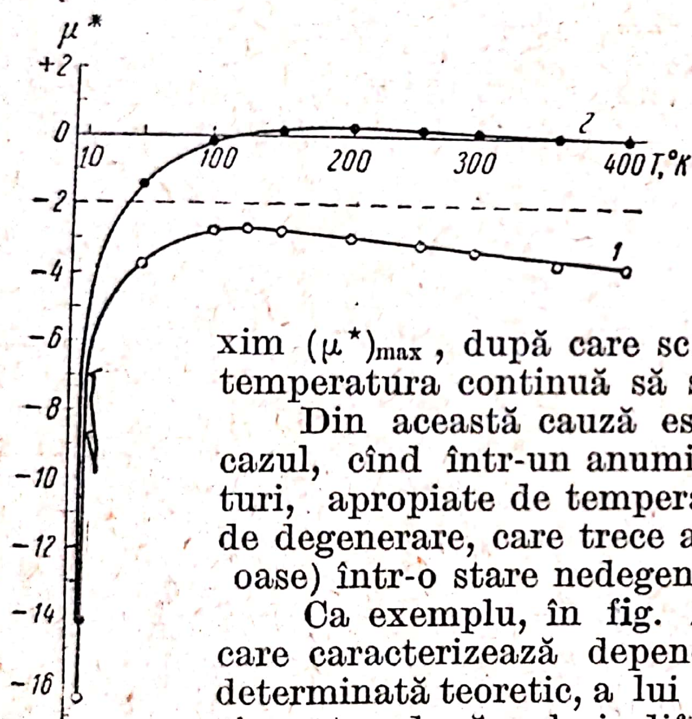


Fig. 2

Intr-adevăr, ne putem uşor convinge că, la o temperatură T_0 relativ joasă, potenţialul chimic redus trece printr-un maxim $(\mu^*)_{max}$, după care scade foarte repede, cînd temperatura continuă să scadă.

Din această cauză este pe deplin realizabil cazul, cînd într-un anumit domeniu de temperaturi, apropiate de temperatura T_0, apare starea de degenerare, care trece apoi (la temperaturi mai oase) într-o stare nedegenerată.

Ca exemplu, în fig. 2 sînt arătate curbele care caracterizează dependenţa de temperatură, determinată teoretic, a lui μ^* pentru $\varepsilon' = 0{,}03$ eV şi pentru două valori diferite ale concentraţiei $N = 10^{18}$ cm^{-3} (curba 1) şi 10^{20} cm^{-3} (curba 2). Aceste curbe au fost construite de noi după valorile lui μ^* calculate de Putley [4] pe calea rezolvării grafice a ecuaţiei (2,9), în legătură cu interpretarea datelor experimentale referitoare la conductibilitatea electrică a germaniului din punctul de vedere al teoriei lui Şifrin.

Se vede că pentru $N = 10^{18}$ cm^{-3} μ^* are un maxim aproximativ la 120°K; la $n = 10^{20}$ cm^{-3} maximul se deplasează în spre temperaturile mai înalte. Cazul $N = 10^{18}$ cm^{-3} este clasic $(\mu^*_{max} < -2)$; în cazul $N = 10^{20}$ cm^{-3} domeniul clasic al valo-

rilor lui μ^* trece odată cu creşterea temperaturilor în domeniul în care relaţiile (2,10) şi (2,11) nu mai sînt aplicabile.

Fireşte, problema alegerii juste a statisticii, prin urmare şi problema aplicabilităţii relaţiilor clasice la găsirea dependenţei de temperatură a forţelor electromotoare este legată de determinarea valorii numerice a lui μ^*_{max}.

Intr-adevăr, dacă μ^*_{max} satisface condiţia

$$\mu^*_{max} < -2, \qquad (2,13)$$

aproximaţia (2,10) a funcţţiei $F_{1/2}(\mu^*)$ este absolut legitimă pentru orice temperaturi şi, pentru a determina variaţia lui α în funcţie de T, putem folosi şi formula clasică (2,11).

Dacă, totuşi, criteriul (2,13) nu este satisfăcut, studiul teoretic al problemei variaţiei cu temperatura a forţei termoelectromotoare în tot intervalul de temperaturi este posibil numai prin rezolvarea grafică a ecuaţiei exacte (2,9).

Pentru a răspunde la problema dacă condiţia (2,13) este satisfăcută sau nu, nu trebuie să recurgem deloc la rezolvarea grafică a ecuaţiei (2,9) şi la construirea curbelor care caracterizează variaţia cu temperatura a lui μ^*. Analiza ecuaţiei (2,9) poate să conducă la ecuaţia [4] care dă direct atît valorile lui μ^*_{max}, cît şi valoarea temperaturii T_0 pentru care $\mu^* = \mu^*_{max}$.

Dependenţa teoretică a forţei termoelectromotoare a germaniului de temperatură, într-un model de semiconductor cu un singur nivel de impurităţi

Ipoteza că, în cazul germaniului, energia de activitate ε' poate fi considerată ca o mărime de ordinul a 0,03 eV este în concordanţă satisfăcătoare cu datele experimentale ale lui Putler [4] referitoare la conductibilitatea electrică a germaniului studiată de el într-un interval larg de temperaturi, cuprins între 90 şi 950 °K. Aproximativ aceeaşi cifră pentru ε' este dată şi de alţi autori [5].

Utilizînd valorile μ^* teoretice, calculate de Putley pentru $\varepsilon' = 0{,}03$ eV la modelul de semiconductor considerat de noi, cu un singur nivel de impurităţi (vezi tabela), se poate găsi uşor dependenţa teoretică de temperatură a forţei termoelectromotoare la germaniu în domeniul impurităţilor.

Curbele care caracterizează această variaţie sînt date în fig. 3, respectiv fig. 4, pentru două valori ale concentraţiei impurităţilor $N = 10^{18}$ cm^{-3} şi 10^{20} cm^{-3}. Valorile numerice ale forţei termoelectromotoare sînt trecute în tabelă. Curba inferioară din fig. 3 este construită cu ajutorul formulei clasice

(2,4), care corespunde difuziei electronilor pe vibrațiile rețelei, iar curba superioară este construită cu formula (2,6) corespunzătoare difuziei pe ionii impurităților. Aceste curbe sînt deplasate una față de alta cu 170 μV; pe măsură ce temperatura crește, trebuie să aibe loc o trecere treptată de la curba superioară la cea inferioară. Pentru construirea curbei reprezentate în fig. 4 am utilizat relația exactă (2,2). Valorile integralei F_1 (μ^*) sînt calculate de Wright [6], integrala $F_0(\mu^*)$ se calculează direct.

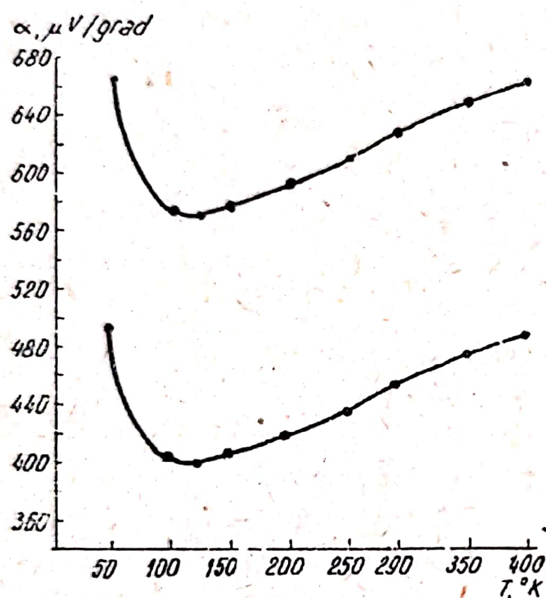


Fig. 3

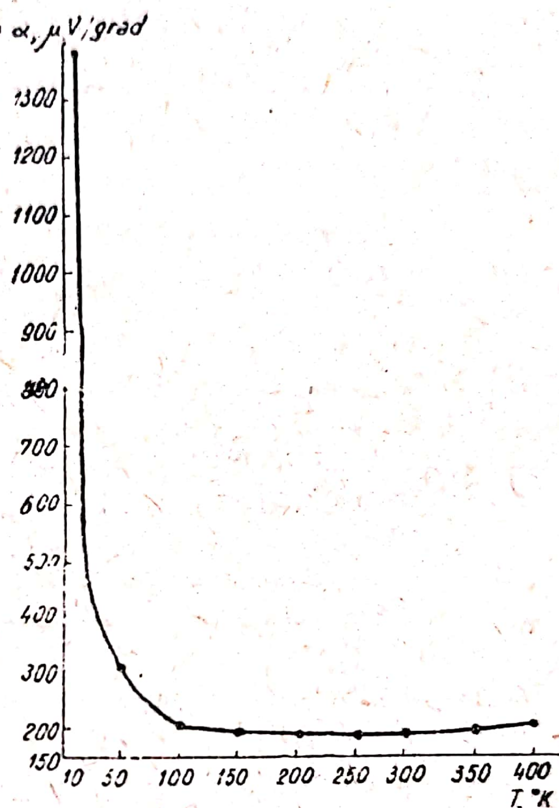


Fig. 4

Valorile teoretice ale lui μ^* și α

$N = 10^{18}$ cm^{-3}, $\varepsilon' = 0{,}03$ eV			$N = 10^{20}$ cm^{-3}, $\varepsilon' = 0{,}03$ eV		
T,°K	μ^* | α | $= \frac{k}{e}(4-\mu^*)$,	$\frac{\mu V}{grad}$	T,°K	μ^* | α | $= \frac{k}{e}\left[2\frac{F_1}{F_0}\mu^*\right]$	$\frac{\mu V}{grad}$
10	− 16,46	1752	10	− 14,15	1383
50	− 3,75	663,5	50	− 1,41	307,5
100	− 2,71	574	100	− 0,12	207
150	− 2,72	575	150	+ 0,16	193
200	− 2,88	589	200	+ 0,25	188
250	− 3,10	608	250	+ 0,19	191
290	− 3,30	625	290	+ 0,15	194
350	− 3,57	648	350	+ 0,07	196
400	− 3,70	659	400	0,00	203

Se vede că dependența teoretică a lui α de T diferă complet de relația de tipul (1.1).

Se înțelege că pentru $N = 10^{18}$ cm^{-3}, se poate ajunge la aceeași concluzie și pe baza analizei formulei clasice obișnuite (2.11) pentru potențialul chimic redus al semiconductorului cu impurități.

Intr-adevăr, în cazurile cînd termenul al doilea al expresiei de sub radical (2.11) este mare în comparație cu unu, avem

$$\mu^* \simeq -\frac{\varepsilon'}{2kT} - \frac{3}{4}\ln T + \text{const.} \qquad (3.1$$

Variația liniară a lui μ^* (prin urmare și a lui α) în funcție de $1/T$ poate fi observată numai în domeniul temperaturilor mai joase, unde termenul logaritmic din expresia (3.1) încă n-a căpătat o valoare prea mare.

Calculele elementare arată că, în cazul considerat, aproximația (3,1) poate fi considerată valabilă pînă la 100—150 °K, dar că, începînd de la $T = 50$ °K termenul logaritmic din formula (3,1) este de același ordin ca și primul ei termen și că, prin urmare, nici vorbă nu poate fi de o proporționalitate directă între forța termoelectromotoare și mărimea $1/T$.

O situație analogă trebuie să existe și în cazul altor semiconductori cu impurități, caracterizați prin valori relativ joase ale temperaturii de activare a centrelor de impurități, în special, în cazul siliciului la care $\varepsilon' \simeq 0{,}06$ eV.

4. Despre valorile pe care le poate avea forța termoelectromotoare în domeniul temperaturilor joase

Din cele spuse mai sus rezultă că în domeniul temperaturilor, joase, din punctul de vedere al modelului obișnuit de semiconductor cu un singur nivel de impurități, considerat de noi, scăderea temperaturii ar trebui să fie însoțită de o creștere rapidă a valorilor absolute a forței termoelectromotoare.

Analizînd acest rezultat ne apare în mod firesc în primul rînd ideea că aici ar fi o contradicție evidentă cu teorema lui Nernst, potrivit căreia valorile lui α ar trebui să tindă către zero, pe măsură ce temperatura scade către zero absolut.[1])

---

[1]) Asupra acestei contradicții a atras atenția în nenumărate rînduri acad. A. F. Ioffe la seminariile științifice ale laboratorului de semiconductori al Academiei de Științe a U.R.S.S.

E drept, concluzia că

$$\alpha \to 0 \text{ cînd } T \to 0 \quad (4.1)$$

nu este evidentă apriori. Ea este valabilă numai în măsura în care este valabilă aşa numita a doua relaţie termoelectrică

$$\alpha = \frac{\Pi}{T} \quad (4.2)$$

unde Π este coeficientul lui Peltier. După cum se ştie [7], relaţia (4.2) este o consecinţă directă a principiului simetriei coeficienţilor cinetici, stabilită de Onsager [8].

La baza principiului lui Onsager stau o serie de ipoteze, în special, ipoteza că fluctuaţiile mărimilor macroscopice, care caracterizează starea unui sistem variază în timp în medie după aceleaşi legi ca însăşi aceste mărimi, adică timpul necesar pentru dispariţia fluctuaţiilor este destul de mic.

Este evident că pe măsură ce temperatura scade, acest timp trebuie să crească. Din această cauză, apare absolut verosimil ca la temperaturi foarte joase el să nu mai fie destul de mic, din care cauză principiul lui Onsager şi, prin urmare, şi relaţia (4.2) care decurge din acesta, pot să-şi piardă valabilitatea.

Dacă acest lucru este real, atunci concluzia că, la o scădere a lui T către zero absolut, α trebuie de asemenea să tindă către zero, nu este deloc întemeiată şi, la temperaturi destul de joase ar trebui să se observe valori destul de mari ale forţei termoelectromotoare.

Dacă însă aceste considerente nu sînt adevărate şi studiile experimentale vor dovedi în mod convingător că concluzia (4.1) este valabilă, atunci devine inevitabilă concluzia că modelul analizat al unui semiconductor cu un singur nivel de impuritate, care ne conduce în mod univoc la dependenţa de temperatură a forţei termoelectromotoare reprezentată în fig. 3 şi 4, nu este adecvată pentru o descriere corectă a faptelor experimentale.

Ce alte modele ar înlocui, în acest caz acest model unanim adoptat ?

Unii autori au enunţat ideea foarte firească că, în cazul semiconductorilor cu impurităţi, nu avem în realitate un singur nivel de impurităţi, ci un întreg ansamblu de asemenea nivele.

Dacă lucrurile stau astfel, atunci, pe măsură ce temperatura scade, nivelele de impurităţi situate cel mai aproape

de fundul zonei de conductibilitate trebuie să capete nu rol relativ din ce în ce mai mare.

In aceste condiții, conductibilitatea electrică și forța termoelectromotoare a semiconductorilor de tip n trebuie să fie asigurată practic, în domeniul temperaturilor foarte joase, de electroni pentru a căror trecere în zona de conductibilitate sînt necesare energii de activare foarte mici.

De obicei se consideră că, deoarece ionul impurității poate fi considerat aproximativ ca un centru coulombian, nivelele energetice ale impurităților nu pot fi situate în nici un caz în zona de conductibilitate și, prin urmare, cînd $T \to 0$, concentrația purtătorilor de curent, n, trebuie să tindă către zero.

Presupunem încă că, independent de procentul impurităților în corpurile solide reale, există cauze mai generale datorită cărora la orice cristal nemetalic numărul electronilor din zona de conductibilitate diferă de zero pînă și la temperatura de zero absolut, chiar dacă el diferă numai foarte puțin de zero.

Una din cauze ar putea să fie, pe cît ni se pare interacțiunea dintre gazul electronic și vibrațiile de zero ale rețelei. O altă cauză a existenței electronilor liberi, în unele cazuri, ar putea fi, pe cît se pare, anizotropia structurii zonelor Brillouin.

La temperaturi suficient de joase, acest gaz electronic trebuie să se comporte ca un gaz degenerat. Se poate arăta ușor, că dacă gazul electronic este degenerat, forța termoelectromotoare este proporțională cu puterea întîia a temperaturii. Așa de exemplu, în cazul difuziei purtătorilor de curent pe vibrațiile rețelei forța termoelectromotoare a semiconductorului cu o legătură de tip atomic va fi determinată de o relație de forma

$$\alpha = \pm \frac{k}{e} \frac{\pi^2}{\mu^*} = \pm \frac{k^2}{e} \frac{\pi^2}{3\mu} T. \tag{4.3}$$

unde μ este nivelul Fermi, a cărui poziție nu depinde practic de T, pentru valori mici ale lui T.

In domeniul de temperaturi mai joase, unde rolul dominant revine difuziei purtătorilor de curent pe ionii impurității, forța termoelectromotoare a semiconductorului atomic va fi, în acest caz,

$$\alpha = \pm \frac{k^2}{e} \frac{\pi^2}{\mu} T. \tag{4.4}$$

Nivelul Fermi μ este legat aici de concentrația n a electronilor, absolut la fel ca în cazul metalelor

$$\mu = \frac{h^2}{8m^*}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} n^{2/3} . \tag{4.5}$$

Cînd gazul electronic este degenerat atunci în cazul legăturii de tip ionic există o variație analogă a lui α în funcție de μ și T; relațiile care se obțin în acest caz diferă de (4.3) și (4.4) numai prin coeficienții numerici.

In felul acesta, ipoteza că în domeniul temperaturilor joase semiconductorul capătă proprietăți metalice pe măsură ce temperatura scade, duce la o concordanță deplină cu afirmația că

$$\alpha \to 0 \text{ cînd } T \to 0.$$

Dacă adoptăm ipoteza degenerării gazului electronic din semiconductori în domeniul temperaturilor suficient de joase, curba teoretică care caracterizează variația cu temperatura lui α capătă o formă mult diferită de forma curbelor teoretice reprezentate în fig. 3 și 4.

In domeniul temperaturilor foarte joase, ea va fi o linie dreaptă, ce trece prin originea sistemului de coordonate. Pe măsură ce temperatura crește, un rol din ce în ce mai mare trebuie să revină însă electronilor din centrele de impurități, caracterizați printr-o energie de activare mare; din această cauză, porțiunea rectilinie a curbei va trece treptat într-o curbă de același tip cu cea care a fost reprezentată în fig. 3.

Forma aproximativă a acestei părți a curbei teoretice rezultante este reprezentată în fig. 3.

Pînă în ultimul timp, lipseau din păcate, aproape complet datele experiementale referitoare la forțele termoelectromotoare din semiconductori în domeniul temperaturilor joase. Abia foarte recent, a fost publicat articolul lui Frederikse [9] care a studiat forța electromotoare a monocristalelor de germaniu de tip n în intervalul de la 10 la 85°K.

Conform datelor acestui autor, cînd temperatura scade, valoarea absolută a forței termoelectromotoare crește la început, ajungînd la o valoare maximă, iar apoi începe să scadă, cînd temperatura T continuă să crească. In fig. 6 sînt reprezentate curbele experimentale ale lui Frederikse pentru probe de germaniu în diferite rezistivități.

Se vede că forma acestor curbe este în bună concordanță cu forma curbei noastre teoretice, reprezentată în fig. 5.

Din (4.4) rezultă că, la o creştere a valorilor μ, adică atunci cînd concentraţia electronilor liberi n creşte, maximul curbei care caracterizează variaţia cu temperatura a valorilor lui α trebuie să se deplaseze înspre regiunea temperaturilor mai înalte. Fig. 3 arată că această concluzie se adevereşte în practică.

Conform datelor lui Frederikse forţa termoelectromotoare a germaniului capătă valori foarte mari în domeniul temperaturilor joase. Astfel, la un model cu o rezistivitate de 1 Ω cm, la o temperatură de ordinul a 15°K, ea depăşea 10000 μV pe grad.

După Frederikse ca şi Herring [10] cauza valorilor atît de mari ale forţelor termoelectromotoare ar consta în faptul că în domeniul temperaturilor joase, considerat de noi, rolul esenţial îl are efectul „antrenării" electronilor prin fononi (efectul lui Gurevici [11]), care produce apariţia unei forţe termoelectromotoare suplimentare, de valoare mare.

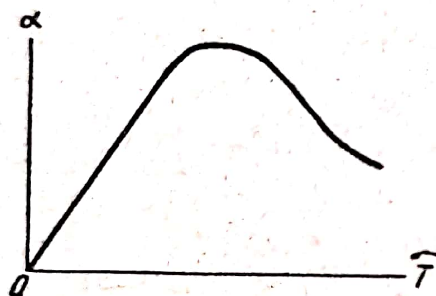


Fig. 5

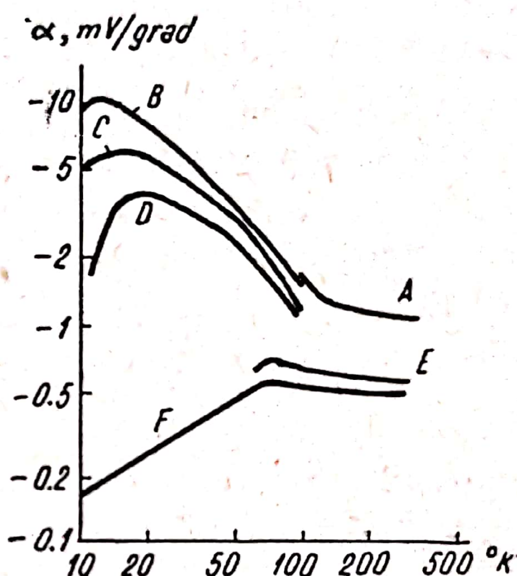


Fig. 6
A – 1,7 Ω cm. B – 1,0 Ω cm. C – 0,46 Ω cm.
D – 0,13 Ω cm. E – 0,01 Ω cm. F – 0,005 Ω cm.

După cum au arătat Gurevici [11], Picus [12] şi Frederikse [9], această forţă termoelectromotoare suplimentară este determinată de raportul dintre drumul liber a fononului şi drumul liber al electronului. Avînd în vedere că nu există date sigure privitoare la variaţia cu temperatura a drumului liber al fononilor, problema valorilor numerice posibile ale variaţiei forţei termoelectromotoare, produsă de efectul lui Gurevici, rămîne totuşi deschisă.

Nu putem să nu fim de acord cu faptul, că efectul „antrenării" electronilor datorită stării de dezechilibru a reţelei trebuie să aibe la temperaturi joase un rol cu mult mai mare decît la temperaturi înalte.

Credem însă, că pentru explicarea valorilor mari ale forței termoelectromotoare observate experimental, nu trebuie să apelăm la nici un fel de ipoteze speciale.

Conform celor enunțate mai sus, forța termoelectromotoare trebuie să atingă valoarea sa maximă în acel interval de temperaturi joase, care corespunde trecerii din domeniul degenerescenței gazului electronic în domeniul ,,clasic'',Din fig. 3 precum și din relația (4.4), rezultă că, în acest interval, pentru concentrații ale purtătorilor de curent corespunzătoare curbei superioare din fig. 6, putem să ne așteptăm să existe tocmai acele valori α mari, care au și fost observate în realitate.

În încheiere trebuie să adăugăm că în ultimii ani, s-au publicat o serie de lucrări experimentale, ale căror rezultate capătă o interpretare rațională numai în ipoteza degenerării gazului electronic din semiconductori în domeniul temperaturilor joase.

Aici, putem aminti datele lui Finlayson și alții [13] referitoare la dependența de temperatură a constantei Hal la monocristalele de germaniu de tip n care a fost studiat pînă la 1,3°K; datele lui Estermann și ale altora [14] referitoare la rezistența probelor de germaniu la temperaturile heliului lichid; rezultatele studiului caracteristicilor electrice ale siliciului [15] precum și date referitoare la căldurile specifice ale siliciului [16] și germaniului [17] sub 4°K.

Concluzii

Pe baza tuturor celor enunțate mai sus, se pot trage următoarele concluzii preliminare referitor la natura variației cu temperatura a forței termoelectromotoare a semiconductorilor în domeniul impurităților, la care ne putem aștepta.

La temperaturile cele mai joase, forța termoelectromotoare trebuie să crească aproximativ proporțional cu T (domeniul degenerescenței), să ajungă astfel la o valoare maximă și apoi să scadă cînd T continuă să crească, așa cum rezultă din modelul obișnuit al unui semiconductor cu impurități (domeniul clasic).

Aici, forța termoelectromotoare poate să ajungă la o valoare maximă, care în cazul unei concentrații N destul de mari a impurităților sau în cazul unei energii de activare ε' mici, poate să corespundă din nou domeniului de degenerare.

Dacă trecerea de la prima porțiune a curbei la porțiunea a doua a avut loc în acel domeniu de temperaturi, unde rolul predominant îl are difuzia purtătorilor de curent pe impuritățile

ionice, atunci la o creştere mai mare a temperaturii, trebuie să se observe o trecere la valori şi mai mici ale forţei temoelectromotoare, corespunzătoare difuziei pe vibraţiile reţelei.

In felul acesta valoarea maximă cea mai probabilă a forţei termoelectromotoare trebuie să fie situată în domeniul temperaturilor joase şi anume, în domeniul trecerii de la porţiunea iniţială a curbei corespunzătoare degenerării la porţiunea a doua, „clasică" a acesteia. Cînd temperatura creşte mai departe, domeniul impurităţilor tinde către domeniul valorilor „proprii" ale forţei termoelectromotoare. Noi însă nu vom insista aici asupra acestui domeniu.

BIBLIOGRAFIE

1. B. I. Davîdov şi I. M. Smuşkevici, UFN, 24,21, 1940.
2. Mc. Dougall şi Stoner, Phil. Trans. Soc. London, *237*, 67, 1938.
3. K. Şifrin, JTF. XXIV, 40, 1944.
4. Putley, Proc. Phys. Soc. A. *62*, 284, 1949.
5. V. Shokley, Teoriia elektronîh poluprovodnikov (Teoria semiconductorilor electronici), I L. 1953.
6. Wright, Proc. Phys. Soc. *64*, 350, 1951.
7. A. G. Samoilovici şi L. L. Korenblit, UFN, *49*, 243, 337, 1953.
8. Onsager, Phys. Rev., *37*, 405, 1931; *38*, 2265, 1931.
9. Frederikse, Phys. Rev. *92*, 248, 1953.
10. Herring, Phys. Rev., *92*, 857, 1953.
11. L. E. Gurevici, JETF, *16*, 193, 1946.
12. G. E. Picus, JETF, *21*, 852, 1951.
13. Finlayson, Johnsona, Shipley, Phys. Rev. *87*, 1141, 1952.
14. Estermann, Foner şi Zimmerman, Phys. Rev., *75*, 1631, 1949.
15. Pearşson şi Bardeen, Phys. Rev., *75*., 875, 1949.
16. Perlman şi Keesom, Phys. Rev., *88*, 398, 1952.
17. Keesom şi Pearlman, Phys. Rev., *91*, 1347, 1953

O NOUĂ METODĂ DE DETERMINARE A PROPRIETĂȚILOR TERMICE ALE SEMICONDUCTORILOR *)

de M. A. CERNEAKOVA
și A. F. CIUDNOVSKI

Denumim caracteristici termice ale unui semiconductor totalitatea următorilor parametri ai săi: 1) conductivitatea termică λ; 2) căldura specifică C; 3) difuzivitatea termică a; 4) coeficientul de încălzire $b = \sqrt{\lambda C}$. Parametrii λ și C constituie caracteristicile principale ale stării calorice a unui semiconductor, iar b și a sînt caracteristici derivate. Intre cele patru mărimi indicate există următoarea relație:

$$a = \frac{\lambda}{C}\,;\; b = \sqrt{\lambda C} = C\sqrt{a} = \frac{\lambda}{\sqrt{a}}.$$

Subliniem că părerea larg răspîndită că este suficientă cunoașterea a numai uneia din cele patru caracteristici indicate este neîntemeiată. Intradevăr, în problemele de termotehnică, caracteristica cea mai importantă a materialului este conductivitatea termică. Totuși la determinarea distribuției cîmpului de temperaturi într-un corp atunci cînd este dat regimul său de încălzire, la evaluarea cantității de căldură degajată sau acumulată de el, trebuie să cunoaștem toate caracteisticile indicate mai sus. Pentru aceasta este extrem de important să se determine toți parametrii cu o singură metodă și cu o instalație unică. Prin aceasta se micșorează mult erorile care apar la rezolvarea problemelor care ne interesează. La examinarea regimului caloric al semiconductorilor, mai apar, în afară de problemele

*) Novîi metod izmereniia termiceskih harakteristik poluprovodnikov *Jurnal Tehniceskoi Fiziki*, nr. 6, 1955.

enunţate mai sus o serie de probleme noi şi dificultăţi suplimentare în legătură cu necesitatea determinării concomitente atît a caracteristicilor termice, cît şi a celor electrice. Acest mod de a trata lucrurile uşurează analiza problemelor referitoare la mecanismul conductibilităţii şi la natura semiconductorilor.

In unele aplicaţii ale semiconductorilor cunoaşterea conductivităţii termice este adesea tot atît de necesară, ca şi determinarea caracteristicilor lor electrice.

Conductivitatea termică a semiconductorilor, λ, este formată din doi factori: din conductivitatea termică datorită reţelei cristaline λ_1 şi conductivitatea termică λ_2, datorită difuziei electronilor.

Se ştie că [1] legea Wiedemann — Franz nu este satisfăcută la semiconductori, tocmai din cauza valorii mari pe care o are componenţa conductivităţii termice datorită reţelei cristaline.

Metodele existente de măsură a conductivităţii termice a semiconductorilor nu permit însă să se determine cu acelaşi aparat atît conductivitatea electrică σ cît şi conductivitatea termică λ a acestora.

Metoda nouă permite să se măsoare cu aceeaşi instalaţie atît conductivitatea electrică σ cît şi conductivitatea termică λ şi difuzivitatea termică a a semiconductorilor, precum şi căldura specifică C şi coeficientul de încălzire b.

O a doua calitate a acestei metode îl constituie faptul că ea se bazează pe principiul folosirii unui regim termic nestaţionar.

A treia proprietate constă în următoarele:

Toate metodele existente de determinare a caracteristicilor termice se bazează pe studiul cîmpului de temperaturi din materialul studiat. Cîmpul de temperaturi se studiază cu ajutorul unor sonde (a unui termometru sau a unui termocuplu).

Pentru ca erorile rezultate din introducerea sondelor să fie cît mai mici, probele cercetate trebuie să aibe dimensiuni cît mai mari, iar sondele să fie cît se poate de mici. Probele semiconductoare nu pot avea întotdeauna dimensiuni destul de mari. Metoda noastră permite să evităm introducerea sondelor. Metoda se bazează pe unele legi ale cîmpurilor de temperaturi nestaţionare la răcirea (sau încălzirea) unui corp în regim regulat. Pentru aceasta se foloseşte şi faptul că la substanţele semiconductoare rezistenţa electrică variază în funcţie de temperatură.

Regimul regulat de răcire (sau de încălzire) se caracterizează prin aceea că diferenţa dintre temperatura mediului şi

temperatura într-un punct arbitrar al corpului va varia în timp după legea exponențială simplă.

$$\theta = ATe^{-mt}, \tag{1}$$

unde θ este diferența între temperatura mediului ambiant și temperatura într-un punct arbitrar al corpului; A — amplitudinea calorică inițială; t — timpul; iar m — ritmul răcirii:

Regimul regulat se caracterizează prin faptul, că ritmul răcirii, sau viteza de variație a logaritmului excesului de temperatură, este constantă în toate punctele corpului

$$\frac{\partial \ln\theta}{\partial t} = - m. \tag{2}$$

In acest caz, apare o anumită valoare a ritmului de răcire la o cedare infinită de căldură.

$$m_{max} = m \mid \alpha \to \infty\,. \tag{3}$$

Condiția ca să avem o cedare infinită de căldură este echivaletă cu condiția ca temperatura suprafeții corpului să devină egală cu temperatura mediului ambient.

Acest ritm de răcire este legat direct de conductivitatea termică a corpului, și anume

$$a = Km_{\infty}, \tag{4}$$

unde K este un factor de formă, a cărui mărime depinde de dimensiunile și forma corpului.

La corpurile cu formă geometrică regulată (sfera, placa, cilindrul) factorul de formă se calculează destul de simplu.

Vom considera un cilindru de lungime finită; pentru acesta factorul de formă se determină din următoarea expresie

$$K = \frac{1}{\frac{\mu_1^2}{R^2} + \frac{\pi^2}{Z^2}} = \frac{1}{\frac{5,78}{R^2} + \frac{9.87}{Z^2}} \tag{5}$$

unde R este raza cilindrului, Z înălțimea cilindrului, iar μ_1 prima rădăcină a funcției Bessel de ordinul zero.

S-a stabilit că pentru a determina K cu ajutorul formulei (5) trebuie să fie satisfăcută practic condiția

$$\mathrm{Bi} \geqslant 100. \tag{6}$$

Se știe că la semiconductori [2] λ este cuprins în intervalul $0,001 < \lambda < 0,1 \frac{\text{cal}}{\text{cm.s.grad}}$. Prin urmare pentru ca relația (6)

să fie satisfăcută, condițiile experienței trebuie astfel alese, încît coeficientul de cedare de căldură, α, să fie destul de mare; dacă dimensiunile probei sînt arbitrare, trebuie alese dimensiuni corespunzătoare pentru a satisface ecuația (6).

In lucrările noastre am fost limitați, între altele, de dimensiunile probelor semiconductoare; de aceea condițiile experienței erau astfel alese, încît să fie asigurată o cedare de căldură suficient de mare. Astfel, atunci cînd probele aveau o formă cilindrică, cu raza $R = 0{,}1$ cm, $\alpha \approx 8 \frac{\text{cal}}{\text{cm}^2 . \text{ s. grad}}$, în apă fierbinte, ceea ce asigura satisfacerea condiției (6).

Considerînd o probă cilindrică cu temperatura inițială T_1 scufundată într-un mediu menținut la o altă temperatură constantă T_2; după un timp de la începutul procesului de răcire (încălzire) apare regimul regulat; din acest moment variația temperaturii oricărui punct al robei date va fi dată de legea

$$T = F(r)\, e^{-\frac{at}{K}}, \tag{7}$$

unde $F(r)$ este funcție numai de raza cilindrului.

Relația (7) este soluția aproximativă a ecuației conductivității termice, care se obține prin neglijarea în soluție generală a unor termeni ai seriei. Pentru a obține soluția sub forma (7) sau, cu alte cuvinte pentru a fi siguri că ne găsim în cazul regimului regulat, este necesar ca criteriul lui Fourier să fie mai mare decît o anumită valoare minimă [3]. In cazul unor probe semiconductoare de dimensiuni mici, această condiție este satisfăcută destul de simplu.

In experiențele noastre, valoarea minimă a criteriului lui Fourier era $\frac{a\tau}{R^2} = 0{,}2$. Aceasta asigură o precizie de 0,5% a măsurătorilor.

Astfel, cele două condiții care determină mărimea criteriilor Bi și Fo sînt satisfăcute; prin urmare soluția ecuației conducției termice poate fi obținută sub forma (7). La majoritatea semiconductorilor dependența conductivității electrice de temperatură este dată sub forma unei legi exponențiale [4] și anume

$$\sigma = C_0\, e^{-\frac{B}{T}}. \tag{8}$$

Dacă reprezentăm proba cilindrică sub forma unui număr nfinit de mare de cilindri cu pereți infinit de subțiri legați în

paralel (fig. 1) atunci rezistența electrică a probei poate fi determinată din formula

$$R = \frac{1}{2\pi \int_0^R \sigma(r) r dr}, \tag{9}$$

unde $\sigma(r)$ este conductivitatea probei.

Intr-un interval mic de temperaturi (de aproximativ 10°C), putem considera că dependența conductivității electrice de temperatură este liniară.

$$\sigma(T) = \sigma_0 (1 + bT) \tag{10}$$

Să efectuăm integrarea în (9), ținînd seamă de această relație

$$2\pi \int_0^R \sigma(r) r dr = \pi R^2 \sigma(R) - \int_0^R \pi r^2 \frac{d\sigma}{dr} dxr,$$

$$\frac{d\sigma}{dr} = \frac{d\sigma}{dT} \frac{dT}{dr}.$$

Avînd în vedere (7) și (10) avem

$$\frac{dT}{dr} = F'(r) e^{-\frac{at}{K}} \frac{d\sigma}{dT} = b.$$

In acest caz

$$\int_0^R \pi r^2 \frac{d\sigma}{dr} dr = \int_0^R \pi r^2 b F'(r) e^{-\frac{at}{K}} dr =$$

$$= b\pi e^{-\frac{at}{K}} \int_0^R r^2 F'(r) dr = A e^{-\frac{at}{K}},$$

adică

$$R(t) = \frac{l}{\pi R^2 \sigma(R) - A e^{-\frac{at}{K}}} = R_{t \to \infty} + B e^{-\frac{at}{K}}$$

sau

$$\Delta R(t) = R(t) - R_{\to \infty} = B e^{-\frac{at}{K}}, \tag{11}$$

unde $R_{t \to \infty}$ este rezistența probei a cărei temperatură este egală cu temperatura mediului în care ea a fost scufundată iar $R(t)$ este rezistența probei la un moment dat.

Această relație se poate obține cu ajutorul unei punți dezechilibrate, conectînd într-un braț al acesteia proba, iar în diagonală un oscilograf cu buclă (fig. 2).

Timpul de variație a rezistenței semiconductorului în intervale de temperatură mici, este de aproximativ 5 s; deaceea

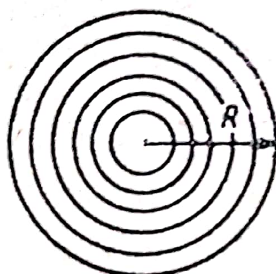


Fig. 1

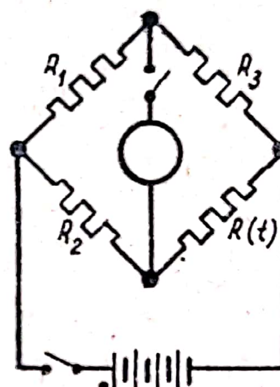


Fig. 2

s-a utilizat pentru măsurători un galvanometru cu o perioadă de 0,1 s. Curentul ce trece prin probă era foarte mic (de ordinul a 10^{-6}A, pentru a evita încălzirea acesteia); deaceea sensibilitatea galvanometrului era destul de mare, și anume

$$\beta = 4.10^{-8} \text{ A/mm}.$$

In felul acesta se determina variația în timp a rezistenței datorită variației temperaturii mediului. Cu ajutorul relației (11) se găsea ritmul de răcire $m = \frac{\ln \Delta R(t_1) - \ln \Delta R(t_2)}{t_2 - t_1}$ iar din formulele (4) și (5) se calcula conductivitatea termică.

Conductivitatea termică λ_3 se măsura prin metoda calorimetrului lui Kondratiev [5]. In prealabil se măsura coeficientul de cedare de căldură într-o cameră cu atmosferă liniștită, pentru o anumită formă a probei. După aceea proba se așeza într-o cameră cu atmosferă liniștită; se lăsa să circule prin ea un anumit curent de încălzire, după care se conecta curentul inițial și urmărind mersul răcirii, se găsea mărimea m care caracterizează ritmul de răcire.

In cazul cilindrului, conductivitatea termică λ se determina din formula $\lambda = \frac{\alpha R}{\varphi(p)}$, unde $p = R\sqrt{\frac{m}{a}}$, iar $\psi\ (p)$ este dată în tabele.

Dacă se cunoaşte densitatea substanţei studiate, atunci cunoscînd a şi λ, se poate determina căldura specifică

$$c = \frac{\lambda}{a\rho}.$$

Utilizarea acestei metode s-a dovedit a fi deosebit de potrivită la măsurarea caracteristicilor termice ale termistorilor. Dimensiunile termistorilor erau foarte mici, aşa încît introducerea unei sonde oarecare ar fi deformat cîmpul de temperaturi; prin urmare nu s-ar fi putut determina cu precizie conductivitatea termică. Dacă probele ar fi avut dimensiuni mai mari, ele ar fi trebuit supuse unui alt tratament termic şi ar fi avut o altă densitate.

Prin metoda nouă s-au măsurat difuzivitatea termică şi conductivitatea termică la o serie de termistori de tipul MMT-1 şi s-au trasat curbele de variaţie cu temperatura ale acestor caracteristici termice în intervalul de temperaturi de la — 28 la + 105,4°C.

In felul acesta au fost obţinute la termistorul de tip MMT-1 cu rezistenţa R_{20} °C = 25 600 Ω, următoarele rezultate:

T	7°C	105.4°C
a	$(14{,}0 \pm 0{,}3).\ 10^{-4}$;	$(7{,}4 \pm 0{,}2).10^{-4}\ \frac{cm^2}{s}$
λ	$(14{,}3 \pm 0{,}7).10^{-3}$;	$(3{,}6 \pm 0{,}2).10^{-3}\ \frac{cal}{cm.\ s.\ grad.}$

Este regretabil că aceste date nu pot fi comparate cu rezultatele măsurătorilor obţinute de alţi autori, deoarece lipsesc datele referitoare la termistori.

Remarcăm, că această metodă se bazează pe ipoteza (8) că într-un interval mic de temperaturi conductivitatea electrică depinde liniar de temperatură. Să evaluăm eroarea care apare datorită acestei ipoteze.

Conductivitatea electrică totală a probei cilindrice se determină cu ajutorul formulei

$$\sum = \frac{1}{q} \int_0^R (\sigma(r)\, 2\pi r dr. \qquad (9a)$$

Dezvoltînd în serie relaţia (8) care leagă conductivitatea electrică de temperatură, reţinînd numai primii trei termeni ai

dezvoltării, adică considerînd $\sigma = \sigma_0 (1 + bT + cT^2)$, şi făcînd aceleaşi operaţii ca la deducerea relaţiei (11), obţinem :

$$\sum = \frac{\pi R^2}{l}\sigma(R) - Ae^{-\frac{at}{K}} + Be^{-\frac{at}{K}}$$

unde $Be = \pi c \int_0^R r^2 F'(r) F(r) dr$ dă eroarea comisă.

In cazul nostru, rezolvarea ecuaţiei conductivităţii termice dă pentru $F(r)$ următoarea expresie :

$$F(r) = C_1 J_0\left(\mu \frac{r}{R}\right),$$

In acest caz

$$B = \pi c C_1^2 \int_0^R r^2 J_0'\left(\mu \frac{r}{R}\right) J_0\left(\mu \frac{r}{R}\right) dr =$$

$$\frac{\pi c C_1^2}{2\pi} = R^3 J_1^2(\mu) = \begin{cases} 10^{-7} \text{ la temperaturi înalte,} \\ 10^{-4} \text{ la temperaturi joase} \end{cases}$$

In felul acesta, în cazul termistorilor, eroarea reprezintă $5.10^{-5}\%$ din valoarea măsurată ; prin urmare ipoteza că într-un interval mic de temperaturi rezistenţa termistorilor depinde liniar de temperatură, nu introduce o eroare mare.

BIBLIOGRAFIE

1. E. D. Deviatkova, I. P. Maslakoveţ, L. S. Ştilbans, JTF, XXIII, nr. 1, 1952.
2. A. V. Ioffe, JTF, XXII, Nr. 12, 1952.
3. A. V. Lîkov, Teoriia teploprovodnost, (Teoria conductibilităţii termice), 1952.
4. F. F. Wolkenştein Elektroprodnost poluprovodnikov. (Conductibilitatea electrică a semiconductorilor), 1947.
5. G. M. Kondratiev, Teplovoi veguliarnii rejim (Regimul caloric regulat), Gostehizdat 1954.

DIFUZIA AMBIPOLARĂ A PURTĂTORILOR DE CURENT ÎN SEMICONDUCTORI ÎN CAZUL SIMETRIEI SFERICE ÎN PREZENȚA UNUI CÎMP EXTERIOR (aproximația liniară) *)

de M. F. DEIGHEN

Este examinată, în aproximația liniară, difuzia purtătorilor de curent într-un semiconductor cu conductibilitate mixtă, în cazul unui cîmp exterior cu simetrie sferică. S-a găsit repartiția spațială a concentrațiilor electronilor și găurilor în semiconductor. S-a stabilit existența unei alte posibilități de comandă prin cîmp a conductibilității excedentare, ca în cazul contactului plan.

Cum a arătat Lașkarev [1, 2], difuzia purtătorilor de curent în semiconductori cu conductibilitate mixtă prezintă o serie de particularități, care depind în mod esențial de perturbarea echilibrului termodinamic al electronilor și găurilor.

Cazurile speciale de perturbare a echilibrului termodinamic în urma iluminării semiconductorului, au fost examinate de Lașkarev [3, 4].

S-a arătat că difuzia simultană a electronilor și găurilor duce la propagarea conductibilității mărite de la locul unde a apărut, pe distanțe mai mari decît raza de ecranare.

Experiențele cu oxidul cupros au confirmat rezultatele teoretice [5].

In lucrările [1, 2] s-a studiat difuzia ambipolară numai în cazul tranzițiilor termice. Calculele au fost efectuate în cazul unidimensional, folosindu-se aproximativ liniară. Aproximația consta în faptul că se admitea că în locurile de perturbare a echilibrului (în vecinătatea contactului) concentrațiile exce-

---

¹) Bipoliarnaia diffuziia nasitehi toka v poluprovodnikah v sfericeskoi semitricinom sluciac pri nalicin vneșnovo polia (lineinoe preblijenie), *Jurnal Tehniceskoi Fiziki*, nr. 7, 1955.

dentare ale electronilor și găurilor sînt mult mai mici decît concentrațiile de echilibru din interiorul semiconductorului. In această aproximație s-a reușit să se găsească repartiția spațială a concentrațiilor electronilor și găurilor, precum și a cîmpului electric din interiorul semiconductorului. A rezultat că, atunci cînd parametrii semiconductorului sînt bine aleși, se reușește să se atragă, cu un cîmp exterior relativ mic, concentrațiile excedentare la o adîncime destul de mare în interiorul semiconductorului (conductibilitatea excedentară este dirijată).

Prezenta lucrare are ca scop generalizarea unor rezultate obținute de V. E. Lașkarev la studiul contactului plan dintre un semiconductor și un metal, la cazul unui contact, metalic care crează un cîmp electric avînd simetrie sferică.

Cazul examinat se realizează la contacte metalice punctiforme introduse în semiconductor. Este ușor de înțeles că acest caz de simetrie sferică se va realiza nu în imediata vecinătate a contactului, unde poate fi suficient de bună aproximația contactului plan, ci la o distanță oarecare de acesta. De aceea, pentru soluționarea riguroasă a problemei, semiconductorul trebuie împărțit în două domenii : domeniul din imediata vecinătate a contactului, unde concentrațiile excedentare sînt mari și domeniul în care se realizează cazul simetriei sferice și în care concentrațiile excedentare nu sînt prea mari. Problema referitoare la aflarea distribuției cîmpului și a concentrației în primul domeniu a fost studiată de Tolpîgo [6]. Mai jos se dă soluția problemei similare pentru cel de al doilea domeniu al semiconductorului (cazul simetriei sferice). Soluția pentru întregul semiconductor poate fi găsită prin „racordarea'' soluțiilor obținute pentru primul și al doilea domeniu. Insă, independent de aceasta, studiul problemei referitoare la repartiția concentrațiilor electronilor și găurilor într-un semiconductor cu conductibilitate mixtă, în cazul unui cîmp exterior cu simetrie sferică, poate prezenta un interes de sine stătător.

Așadar, în cele ce urmează se examinează cazul unui contact punctiform între un metal și un semiconductor ; să presupunem că contactul se află în punctul $r = 0$.

Să notăm concentrația găurilor la infinit cu n_0. Fie $N_0 = qn_0$ concentrația electrnonilor. Pentru precizare, să presupunem $q < 1$. In domeniul din vecinătatea contactului se produce un dezechilibru al concentrațiilor. Să notăm aici concentrația electronilor cu N, iar concentrația găurilor cu n.

Avînd în vedere că se examinează un domeniu în care dezechilibrul produs nu este prea mare, concentrațiile n și N pot fi reprezentate sub forma :

$$n = n_0 (1 + z) ; \quad N = n_0 (q + \xi). \tag{1}$$

unde $\xi \ll 1$ și $z \ll 1$.

Să notăm densitatea curenților de electroni și de găuri respectiv cu j_- și j_+. Densitatea curentului în probă poate fi scrisă în felul următor

$$i = e(j_+ - j_-), \tag{2}$$

unde

$$j_+ = \vartheta_+ \frac{dn}{dr} + u_+ nE(r) ; \quad j_- = \vartheta_- \frac{dn}{dr} - u_- NE(r). \tag{3}$$

Să introducem notațiile : $\frac{e}{kT} E(r) = Y(r)$; $B_+ = \frac{j_+}{\vartheta_+ n_0}$; $B_- = \frac{j_-}{\vartheta_- n_0}$. Cu aceste notații și folosind relațiile (1), ecuația (4) poate fi scrisă sub forma :

$$\frac{dz}{dr} - y(z + 1) + B_+ = 0 ; \quad \frac{d\xi}{dr} + Y(q + \xi) + B_- = 0. \tag{4}$$

Cîmpul Y din semiconductor poate fi reprezentat sub forma sumei a două cîmpuri : un cîmp exterior $\overline{Y}$ și un cîmp suplimentar mic, y, apărut din cauza perturbării condițiilor de echilibru :

$$Y = y + \overline{Y}, \tag{5}$$

$$\overline{Y} = \frac{e}{kT} \frac{Q}{r^2} . \tag{6}$$

Aici Q este sarcina în locul de contact.

Pe lîngă ecuația (4), alte ecuații care definesc comportarea purtătorilor de curent în probă, sînt ecuația continuității și ecuația lui Poisson. Pentru cazul sferic examinat, prima din aceste ecuații poate fi reprezentată, prin analogie cu procedeul adoptat de Lașkarev [1,2] pentru cazul plan, sub forma :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 j_\pm) = cn_0^2 (qz + \xi), \tag{7}$$

sau, cu ajutorul notațiilor introduse mai sus :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 B_+) = -\frac{cn_0}{\vartheta_+} (qz + \xi), \tag{7a}$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 B_-) = -\frac{cn_0}{\vartheta_-} (qz + \xi). \tag{7b}$$

Aici c este o constantă care depinde de topografia nivelelor locale în semiconductori, iar ϑ_+ şi ϑ_- sînt coeficienţii de difuzie respectivi ai găurilor şi electronilor.

Cu aceste notaţii, ecuaţia lui Poisson se va scrie în felul următor [2];

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2 Y) = \frac{x^2}{q+s}(sz - \xi). \tag{8}$$

Cum reiese din (8) s este aici constanta probei, care caracterizează abaterea de la neutralitate. Dacă în ecuaţia (7) $F = qz + \xi - 0$, avem div. $j_\pm = 0$, de unde rezultă că are loc un echilibru T [1,2]. De aceea, funcţia F poate servi ca măsură a abaterii de la echilibrul T.

Să transformăm sistemul de ecuaţii obţinute. Pentru aceasta să acţionăm asupra ecuaţiei (4), în stînga, cu operatorul $\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}r^2$ şi să folosim expresiile (7) şi (8). Introducînd în plus notaţiile $p_+^2 = \frac{cn_0}{\vartheta_+}$ şi $p_-^2 = \frac{cn_0}{\vartheta_-}$, obţinem :

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dz}{dr}\right) - \frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2 Y) - \frac{e}{kT}\frac{Q}{r^2}\frac{Q}{r^2}\frac{dz}{dr} - p_-^2 F = 0, \tag{9}$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\xi}{dr}\right) + \frac{q}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2 Y) + \frac{e}{kT}\frac{Q}{r^2}\frac{d\xi}{dr} - p_-^2 F = 0. \tag{9a}$$

Să examinăm acum unele cazuri particulare ale rezolvării acestui sistem de ecuaţii.

1) Nu există cîmp exterior ($Q = 0$). Inmulţind ecuaţia (9) cu q şi adunînd cu (9 a), avem :

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dF}{dr}\right) - p^2 F = 0, \tag{10}$$

unde $p^2 = p_+^2 q + p_-^2$.

Ecuaţia (10) poate fi integrată direct, obţinîndu-se :

$$F = C_1 \frac{e^{pr}}{r} + C\frac{e^{-pr}}{r}.$$

Din condiţia ca la infinit soluţia să fie finită, rezultă evident că $C_1 = 0$,

$$F = C\frac{e^{-pr}}{r}. \tag{11}$$

Constanta p caracterizează astfel viteza de amortizare a dezechilibrului T. Odată determinat $F = qz + \xi$ și folosind sistemul (9) nu este, greu să aflăm pe z și ξ în funcție de r.

2) Cîmpul exterior este egal cu zero ($Q = 0$) și $F = 0$, adică are loc echilibrul T.

Se introduce acum funcția $u = sz - \xi$, care caracterizează abaterea de la neutralitate. În cazul particular $u = 0$, nu există sarcină spațială. In cazul examinat, sistemul de ecuații (9) și (9 a) se aduce ușor la o singură ecuație în raport cu u:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{du}{dr}\right) - \varkappa^2 u = 0. \tag{12}$$

unde $\varkappa$ este așa numita rază inversă a lui Debye.

Ca rezultat al integrării ecuației (12) și folosirii condiției la limită la infinit, obținem:

$$u = u_0\,\frac{e^{-\varkappa r}}{r}. \tag{13}$$

Așa dar, $\varkappa$ caracterizează viteza de dispariție („stingere") a sarcinii spațiale.

3) Interesul cel mai mare il prezintă domeniul $\frac{1}{\varkappa} < r < \frac{1}{p}$. Acesta este domeniul aflat la o distanță de cîteva raze Debye pînă la contact. Tocmai aici, în partea a doua a semiconductorului, se produc procesele cărora le este consacrat acest studiu. Condiția $\frac{1}{\varkappa} < r < \frac{l}{p}$ permite să se considere că în acest domeniu sarcina spațială este de acum stinsă, adică:

$$u = sz - \xi = 0, \tag{14}$$

însă $F \neq 0$. In acest caz, sistemul de ecuații (9) poate fi redus la o singură ecuație în raport cu F:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dF}{dr}\right) - \frac{\lambda eQ}{kT}\frac{1}{r^2}\frac{dF}{dr} - p^2F = 0, \tag{15}$$

unde $\lambda = \frac{q-s}{q+s}$. Să introducem variabila adimensională $x = pr$. In acest caz, ecuația (15) se va scrie în felul următor

$$x^2F'' + 2(x - b)F' - x^2F = 0. \tag{16}$$

Aici $F = F\text{x}(x)$, iar $b = \frac{e\lambda Qp}{2kT}$.

Pentru rezolvarea ecuației (16) se introduce o funcție nouă $U(x)$:

$$F = \frac{e^{-\frac{b}{x}}}{x} U(x). \qquad (17)$$

Ecuația pentru $U(x)$ se obține sub forma următoare:

$$U'' - \left(1 + \frac{b^2}{x^4}\right) U = 0 \qquad (18)$$

(aici sînt notate cu accente derivatele în raport cu x).

Inainte de a trece la rezolvarea ecuației (18), să evaluăm mărimea b. Punînd $\lambda = 1$, $p \simeq 10^2$; $r_0 \simeq 10^{-3}$ cm (raza contactului sferic) $kT \simeq 0{,}025$ eV, $Q = 3.10_{-}^{6}$, rezultă $b \approx 2$.

Avînd în vedere că ecuația (18) face parte din clasa ecuațiilor diferențiale pentru care soluțiile nu se pot prezenta în general sub forma analitică, pentru găsirea soluției generale $U = U(x_1, C_1, C_2)$, vom împărți domeniul de variație al lui x în două subdomenii, în care avem respectiv $\frac{b^2}{x^4} < 1$ și $\frac{b^2}{x^4} > 1$. Punctul de racordare al soluțiilor obținute în cele două domenii va fi $x_0 = \sqrt{b}$.

a) $\frac{b^2}{x^4} < 1$. Vom căuta soluția ecuației (18) prin metoda aproximațiilor succesive:

$$U_0 = C_1 e^x + G_2 e^{-x}.$$

Soluția în prima aproximație va fi $U = U_0 + U_1$. Inlocuind-o în (18) și neglijînd termeni de ordinul doi, avem

$$U_1 = A_1 e^x + A_1 e^{-x} + \frac{c^2}{6}\left\{ C_1\left[\frac{e^x}{x^2} + 2\,\frac{e^x}{x} - 4e^{-x}\int \frac{e^{2x}}{x}\,dx\right] + \right.$$

$$\left. + C_2\left[\frac{e^{-x}}{x^2} - 2\,\frac{e^{-x}}{x} - 4e^x\int \frac{e^{-2x}}{x}\,dx\right]\right\} \qquad (20)$$

Formulele (19) și (20) duc la următoarea expresie pentru $U(x)$:

$$U = a_1 e^x + a_2 e^{-x} + \frac{b^2}{6}\left\{ a_1\left[\frac{e^x}{x^2} + 2\,\frac{e^x}{x} - 4e^{-x}\int \frac{e^{2x}}{x}\,dx\right] + \right.$$

$$\left. + a_2\left[\frac{e^{-x}}{x^2} - 2\,\frac{e^{-x}}{x} - 4e^x\int \frac{e^{-2x}}{x}\,dx\right]\right\}. \qquad (21)$$

In parantezele mari ar fi trebuit scris $C_1 = a_1 - A_1$ și $C_2 = a_2 - A_2$, însă A_1 și A_2 sînt mărimi mici de ordinul întîi, iar produsul lor cu $\frac{b^2}{x^4}$ este o mărime de ordinul doi.

Din condiția la limită la infinit avem $a_1 = 0$. De aceea

$$U = a\left[e^{-x} + \frac{b^2}{6}\left(\frac{b^x}{x^2} - 2\,\frac{e^{-x}}{x} - 4e^x \int \frac{e^{-2x}}{x}\,dx\right)\right]. \qquad (22)$$

Să evaluăm acum eroarea maximă în punctul cel mai nefavorabil $x_0 = \sqrt{b}$, comisă prin neglijarea aproximației de ordinul doi. Pentru aceasta să considerăm raportul $\frac{U_1}{U_0}$

$$\frac{U_1}{U_0} = \frac{b^2}{6}\left[\frac{1}{x^2} - \frac{2}{x} - 4e^{2x}\int \frac{e^{-2x}}{x}\,dx\right]. \qquad (23)$$

Apoi

$$\int \frac{e^{-2x}}{x}\,dx \leqslant \frac{1}{x_0}\int \frac{e^{-2x}}{x}\,dx = -\frac{1}{x_0}\,\frac{e^{-2x}}{2},$$

$$\left(\frac{U_1}{U_0}\right)_{x=x_0} \approx \frac{b^2}{6}\left[\frac{1}{b} - \frac{2}{\sqrt{b}} + \frac{2}{\sqrt{b}}\right] = \frac{b}{6} \approx \frac{1}{3}.$$

La această viteză de convergență a metodei aproximațiilor succesive, este probabil că neglijarea aproximației de ordinul doi și a celor următoare să nu ducă la o eroare mai mare de 10%.

Expresiile (22) și (17) ne permit să scriem pentru F în domeniul valorilor mari ale lui x:

$$F = a\,\frac{e^{-\frac{b}{x}}}{x}\,e^{-x}\left[1 + \frac{b^2}{6}\left(\frac{1}{x^2} - \frac{2}{x} - 4e^{2x}\int_{\infty}^{x} \frac{e^{-2x}}{x}\,dx\right)\right]. \qquad (24)$$

Este convenabil să alegem limitele de integrare în modul indicat, plecînd de la considerentul că F este finit în întreg domeniul de variație al lui x. În aproximația de ordin zero avem:

$$F = a\,\frac{e^{-x}}{x}\,\frac{1}{e^{\frac{b}{x}}}. \qquad (25)$$

Comparînd relația (25) cu rezultatul analog pentru cazul contactului plan, se poate vedea că, în cazul sferic, variația dezechilibrului T diferă de cazul plan nu numai prin factorul $\frac{1}{x}$, ci și prin faptul că ea depinde de mărimea cîmpului (b caracterizează mărimea cîmpului exterior), care poate „atrage" surplusul de concentrații în interiorul semiconductorului.

Pentru $x \gg 1$, avem:

$$F = a \frac{e^{-x}}{x} = a_1 \frac{e^{-pr}}{r}. \tag{26}$$

Aceasta corespunde cazului cînd nu există cîmp exterior ($Q = 0$).

b) $\frac{b^2}{x^4} > 1$; $U = U_0 + U_1$. Pentru soluțiile în aproximația de ordin zero, ecuația are forma următoare:

$$U_0'' - \frac{b^2}{x^4} U_0 = 0. \tag{27}$$

Integrala ecuației duce la rezultatul:

$$U_0 = x\left(C_1 e^{\frac{b}{x}} + C_2 e^{-\frac{b}{x}}\right). \tag{28}$$

Ecuația aproximației de ordinul întîi este:

$$U_1'' - \frac{b^2}{x^4} U_1 = x\left(C_1 e^{\frac{b}{x}} + C_2 e^{-\frac{b}{x}}\right). \tag{29}$$

Integrînd această ecuație obținem:

$$U_1 = A_1 x e^{\frac{b}{x}} + A_2 x e^{-\frac{b}{x}} + \frac{x}{2b} e^{-\frac{b}{x}} \int x^2 \left(C_1 e^{\frac{2b}{x}} + C_2\right) dx -$$
$$- \frac{x}{2b} e^{\frac{b}{x}} \int x^2 \left(C_1 + C_2 e^{-\frac{2b}{x}}\right) dx.$$

De aceea, soluția (18) este în prima aproximație de forma:

$$U = C_1 x e^{\frac{b}{x}} + C_2 x e^{-\frac{b}{x}} + C_1^{\frac{x}{6}} e^{\frac{x}{b}} + C_1^{\frac{x}{6}} e^{\frac{x}{b}} \left(x^2 + \right.$$
$$\left. + 2xb - 4b^2 e^{-y} \int \frac{e^{y}}{y} dy\right) + C_2^{\frac{x}{6} - \frac{b}{x}} \left(x^2 - 2xb - 4b^2 e^{y} \int \frac{e^{-y}}{y} dy\right);$$
$$y = \frac{2b}{x}. \tag{30}$$

Să evaluăm acum corecția introdusă de prima aproximație

$$\frac{U_1}{U_0} = \frac{1}{6}\left(x_0^2 - 2x_0 b + 4b^2 e^y \int \frac{e^{-y}}{y}\, dy\right),$$

$$\int \frac{e^{-y}}{y}\, dy \leqslant \frac{1}{y_{\min}} \int e^{-y}\, dy = -\frac{e^{-y}}{y_{\min}}\,;\ y_{\min} = \frac{2b}{x_0} = 2\sqrt{b}.$$

De aceea $\frac{U_1}{U_0} \approx \frac{b}{6} \approx \frac{1}{3}$, adică este de același ordin ca și în cazul „a".

Pentru limitele de integrare este convenabil să se aleagă $\left(\frac{2b}{x_0}, \frac{2b}{x}\right)$. De aceea:

$$F = \frac{e^{-b}}{x}\left\{C_1 x e^{\frac{b}{x}} + C_2 x e^{-\frac{b}{x}} + C_1 \frac{x}{6} e^{\frac{b}{x}}\left(x^2 + 2xb - 4b^2 e^{\frac{-2b}{x}} \int_{\frac{2b}{x_0}}^{\frac{2b}{x}} \frac{e^{y}}{y}\, dy\right) + \right.$$

$$\left. + C_2 \frac{x}{b} e^{-\frac{b}{x}}\left(x^2 - 2xb - 4b^2 e^{\frac{2b}{x}} \int_{\frac{2b}{x_0}}^{\frac{2b}{x}} \frac{e^{-y}}{y}\, dy\right)\right\} \tag{31}$$

Condițiile de continuitate a soluției și a derivatei ei în punctul $x = x_0$, permite exprimarea constantelor C_1 și C_2 în funcție de:

$$C_1 = a\left(\frac{\varphi\chi' - \varphi'\chi}{\psi\chi' - \chi\psi'}\right)_{x=x_0};\ C_2 = a\left(\frac{\psi\varphi' - \varphi\psi'}{\psi\chi' - \chi\psi}\right)_{x=x_0} \tag{32}$$

unde

$$\varphi_{x=x_0} = \frac{e^{-x_0}}{x_0} e^{-\frac{b}{x_0}}\left[1 + \frac{b^2}{6}\left(-\frac{2}{x_0} + \frac{1}{x_0^2} - 4e^{2x_0} \int_{\infty}^{x_0} \frac{e^{-2x}}{x}\, dx\right)\right]:$$

$$\psi'_{x=x_0} = \frac{1}{3}\left(x_0 + b + \frac{2b^2}{x_0}\right);\ \chi'_{x=x_0} = e^{-\frac{2b}{x_0}}\left(\frac{x_0}{3} + \frac{2b}{x_0^2}\right);$$

$$\psi'_{x=x_0} = 1 + \frac{x_0}{b}(x_0 + 2b);\ \chi_{x=x_0} = e^{-\frac{2b}{x_0}}\left[1 + \frac{x_0}{6}(x_0 - 2b)\right];$$

$$\varphi'_{x=x_0} = \frac{e^{-x_0} e^{-\frac{b}{x_0}}}{x_0^4}\left\{\frac{b^2}{3x_0} - \frac{b^2}{3} - \frac{4}{3} b^2 e^{2x_0} x_0^3 \int_{\infty}^{x_0} \frac{e^{-2x}}{x}\, ax - \frac{2b^2 x_0^2}{3} + \right.$$

$$\left. + \left[1 - \frac{b^2}{3x_0} + \frac{b^2}{6x_0^2} - 2b^2 e^2 x_0 \int^{x_0} \frac{e^{-2x}}{x}\, dx\right][bx_0^2 - x_0^2 - x_0^3]\right\}.$$

Aşa dar, în domeniul 2 al semiconductorului problema este complet rezolvată. Constanta arbitrară *a* permite să se realizeze „racordarea" cu soluţiile obţinute în domeniul concentraţiilor excedentare mari.

O consecinţă interesantă a calculului efectuat este existenţa unei alte posibilităţi pe lîngă cea din cazul plan de a comanda cu ajutorul cîmpului concentraţiile excedentare. De acest lucru ne putem convinge direct, privind de exemplu, ecuaţia (25). In cazul examinat, concentraţia excedentară încetează de a mai fi o funcţie de cîmp pentru distanţe suficient de mari. In cazul plan această dependenţă se păstrează însă şi la distanţe mari de la contact.

BIBLIOGRAFIE

1. V. E. Laşkarev, DAN SSSR, *73*, 929, 1950.
2. V. E. Laşkarev, Izv. AN SSSR, seria fizică, XVI, 186, 1952
3. V. E. Laşkarev, JETF, *18*, 917, 1948.
4. V. E. Laşkarev, JETF, *18*, 953, 1948.
5. V. E. Laşkarev şi K. K. Kosonogova, JETF, *18*, 962, 1948.
6. K. B. Tolpîgo şi I. G. Zaslavskaia, XXV, nr. 6, 1955.

DIFUZIA AMBIPOLARĂ LA SEMICONDUCTORI ÎN CAZUL CURENȚILOR INTENȘI *)

de K. B. TOLPÎGO
și I. G. ZASLAVSKAIA

In lucrare se rezolvă ecuațiile care descriu difuzia ambipolară într-un semiconductor, în care are loc inversiunea semnului conductibilității din cauza cîmpului de contact sau a compoziției neomogene a impurităților. Se examinează sensul de trecere a curentului în cazul unui contact plan sau semisferic. Se arată că, la curenți intenși, în afara „inundării" cunoscute a stratului de baraj de către purtătorii de curent, un rol important îl are pătrunderea purtătorilor de curent de un semn în domeniul semiconductorului cu purtători de curent de semn opus. Aceasta face ca rezistența totală a sistemului să fie mult mai mică decît rezistența unui semiconductor omogen de aceeași grosime, însă fără strat de baraj. Se dau ca exemplu caracteristicile curent-tensiune pentru sensul direct al curentului.

INTRODUCERE

In lucrările sale [1,2] Lașkarev a examinat în aproximația liniară problema difuziei ambipolare a purtătorilor de curent în semiconductorii cu conductibilitate mixtă. In acest caz, întreg semiconductorul a putut fi împărțit convențional în două domenii : 1) domeniul sarcinii de volum, care se întinde pe cîteva lungimi de ecranare și în care fenomenele de recombinare și excitație termică a electronilor și golurilor pot fi neglijate și 2) domeniul de difuzie, în care sarcina de volum poate fi considerată cu destul de mare precizie egală cu zero.

*) Bipoliarnaia diffuziia v poluprovodnikah pri znacitalinih tokah, *Jurnal Tehniceskoi Fiziki*, nr. 6, 1955.

S-a putut arăta că un cîmp electric exterior poate provoca o redistribuire importantă a concentrațiilor excedentare de electroni și goluri, „atrăgîndu-i" în interiorul semiconductorului, cu condiția ca la limita de separație a acestor două domenii, concentrațiile excedentare să fie astfel încît numărul excitațiilor termice să fie diferit de numărul recombinărilor. S-a găsit relația care exprimă lungimea deplasării de difuzie a purtătorilor excedentari de curent și gradul de abatere a concentrațiilor limită de la concentrațiile corespunzătoare microechilibrului, în funcție de cîmpul exterior.

Așadar Lașkarev [1] a făcut un studiu calitativ al efectului specific de redresare legat de creșterea conductibilității semiconductorului, într-o mare parte a lui, datorită acțiunii curentului. Datorită însă aproximației liniare (micimea concentrațiilor excedentare în comparație cu concentrația normală a purtătorului principal de curent) efectul calculat a fost în mod obligatoriu foarte mic.

Intr-o serie de lucrări ale lui Gubanov, rezumate în [3], s-a dat teoria redresării în cazul contactului unui semiconductor electronic cu un semiconductor lacunar. In acest caz, metoda generală era următoarea: în aproximația de ordin zero, se neglija curentul la calculul concentrației electronilor și golurilor din apropierea stratului de baraj; se determina apoi cîmpul și căderea de tensiune ținîndu-se seama de curent și folosind concentrațiile găsite în aproximația de ordin zero. Bineînțeles că aici nu a putut fi luat în considerare în mod sistematic efectul studiat de Lașkarev și anume influența difuziei ambipolare asupra conductibilității. De aceea, unele concluzii ale lui Gubanov, ca de exemplu aceea că „golurile nu îmbunătățesc redresarea" [3], precum și concluzia cu privire la importanța mare a recombinării îngreunate în domeniul stratului de baraj, sînt valabile numai pentru curenți destul de mici.

Trebuie remarcat că, într-o serie de redresori curentul direct este limitat de o rezistență relativ mare, și prin urmare și de o degajare importantă de căldură în masa principală a semiconductorului, în timp ce stratul de baraj este atît de inundat de purtătorii de curent, încît rezistența lui încetează să mai joace vreun rol. In acest caz, tocmai difuzia ambipolară este aceea care poate micșora sensibil rezistența de balast și degajarea de căldură în materialul principal.

In această lucrare, efectuată la propunerea lui Lașkarev, difuzia ambipolară a fost examinată pentru cazul densităților mari de curent, cînd rolul ei este deosebit de mare. Faptul că în acest caz ecuațiile sînt esențial neliniare, duce la dificultăți

mari în rezolvarea acestei probleme. De aceea, în unele cazuri (contact semisferic) rezultatele nu au putut fi obținute într-o formă analitică. Ele sînt date pentru fiecare caz concret în parte, integrarea efectuîndu-se prin metode numerice.

§ 1. Ecuațiile fundamentale ale problemei

Pentru lămurirea notațiilor și pentru trecerea la mărimi adimensionale, vom scrie ecuațiile, foarte des întebuințate în

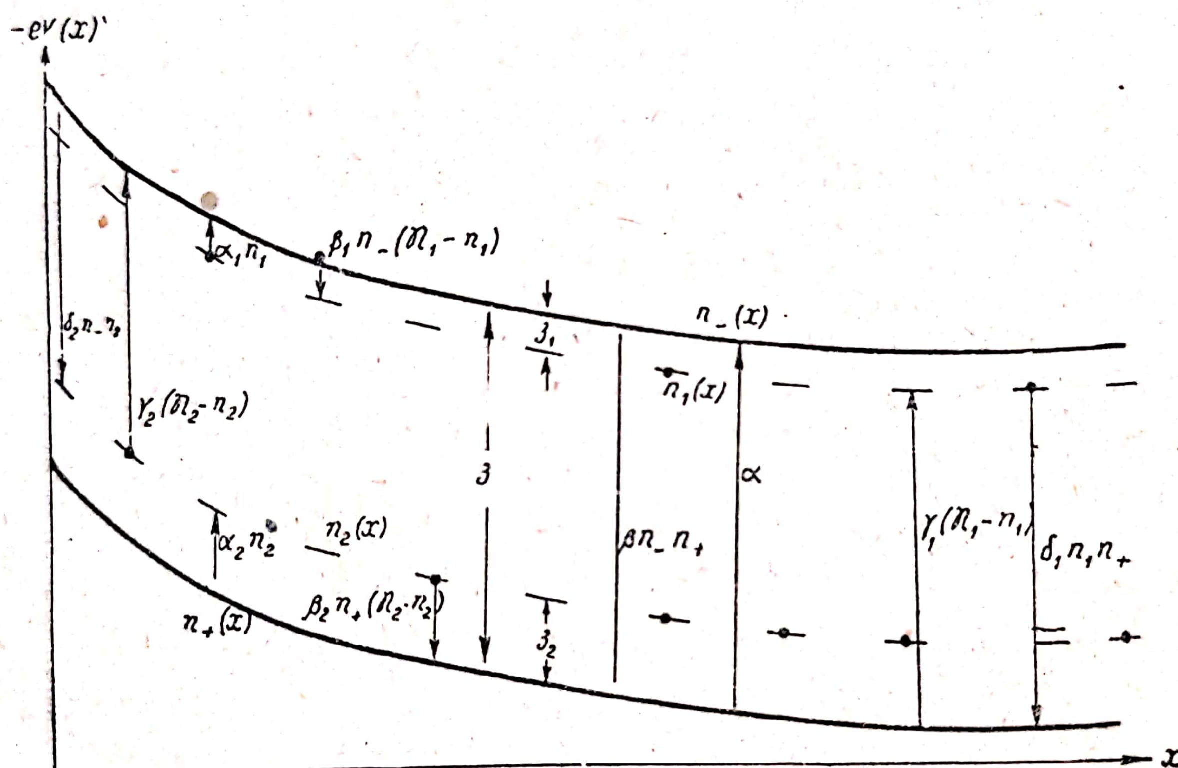


Fig. 1 — Schema energetică a unui semiconductor în apropierea contactului cu metalul

literatura tehnică, pentru curenții electronici și lacunari, pentru divergențele lor, precum și ecuația lui Poisson. In fig. 1 este reprezentată schema energetică a unui semiconductor la care purtătorii de curent au respectiv concentrațiile $n_-(x)$ și $n_+(x)$ în zona electronică și în cea lacunară, distanța dintre acestea fiind egală cu ϶.

Să presupunem că în masa principală, semiconductorul este electronic și că concentrația nivelelor donore din el este $\mathfrak{N}_1$, iar concentrația electronilor de pe nivelele donore este $n_1(x)$. Distanța de la nivelele donore pînă la zona electronică este

$\ni_1$. Vom admite, în afară de aceasta, existența acceptorilor lacunari cu concentrația $\mathfrak{N}_2$, situați la distanța $\ni_2$ de zona lacunară. Concentrația golurilor localizate pe aceste nivele este $n_2(x)$. Dacă nivelele 1 și 2 sînt separate în spațiu, schimbul de electroni dintre ele poate avea loc numai prin zonă. Folosind notațiile numărului trecerilor în unitate de timp pe unitatea de volum, indicate în fig. 1 lîngă săgețile corespunzătoare, avem pentru variația numerelor n_-, n_+, n_1 și n_2 în timp, următoarele ecuații :

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} = \alpha_1 n_1 - \beta_1 n_- (\mathfrak{N}_1 - n_1) + \gamma_2 (\mathfrak{N}_2 - n_2) - \delta_2 n_2 n_- + \alpha - \\ - \beta n_- n_+ - \mathrm{div}\, \mathrm{j}_- \qquad (1a)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = \alpha_2 n_2 - \beta_2 n_+ (\mathfrak{N}_2 - n_2) + \gamma_1 (\mathfrak{N}_1 - n_1) - \delta_1 n_1 n_+ + \alpha - \\ - \beta n_- n_+ - \mathrm{div}\, \mathrm{j}_+, \qquad (1b)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \beta_1 n_- (\mathfrak{N}_1 - n_1) - \alpha_1 n_1 + \gamma_1 (\mathfrak{N}_1 - n_1) - \delta_1 n_1 n_+ , \qquad (1c)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \beta_2 n_+ (\mathfrak{N}_2 - n_2) - \alpha_2 n_2 + \gamma_2 (\mathfrak{N}_2 - n_2) - \delta_2 n_2 n_- , \qquad (1d)$$

unde

$$\mathrm{j}_- = - \vartheta_- \,\mathrm{grad}\, n_- - n_- u_- \mathrm{E}, \qquad (2a)$$

$$\mathrm{j}_+ = - \vartheta_+ \,\mathrm{grad}\, n_+ + n_+ u_+ \mathrm{E} \qquad (2b)$$

sînt densitățile curenților de electroni și de goluri. Aici E este intensitatea cîmpului electric, iar $u_\pm = \frac{e}{kT}\vartheta_\pm$ sînt coeficienții de mobilitate și de difuzie. Adunînd ecuațiile (1a) și (1c), scăzînd din rezultat suma dintre (1b) și (1d), și limitîndu-ne în cele ce urmează la cazul staționar, obținem :

$$\mathrm{div}\,(\mathrm{j}_+ - \mathrm{j}_-) = 0. \qquad (3)$$

Deoarece vom examina în cele ce urmează numai problema plană sau semisferică, cînd j_- și j_+ depind de o singură coordonată, egalitatea (3) poate fi integrată, se obțin ecuațiile

$$e\,(\mathrm{j}_+ - \mathrm{j}_-) = \mathrm{i} \text{ și } e\,(\mathrm{j}_+ - \mathrm{j}_-) = \frac{\vec{i}}{2\pi r^2} \qquad (4)$$

corespunzătoare problemei plane şi celei semisferice; curentul total i este aici considerat pozitiv, dacă sarcina pozitivă circulă în direcţia axei x (sau de-a lungul razei r).

Pentru simplicitate vom examina numai semiconductorii în care $Э_1, Э_2 \ll Э$ şi unde, prin urmare, schimbul de electroni între nivelele 1 şi 2 şi zonele corespunzătoare, are loc mult mai des decît toate celelalte tranziţii. Aceasta permite eliminarea din ecuaţiile (1c) şi (1d) a concentraţiilor n_1 şi n_2 într-un mod mai simplu; plecînd de la faptul că α_1 şi β_1 depăşesc cu mult coeficienţii γ_1 şi respectiv δ_1, iar α_2, β_2 depăşesc de asemenea cu mult pe γ_2, δ_2, concentraţiile n_1 şi n_2 pot fi determinate aproximativ din egalităţile

$$\beta_1 n_- (\mathfrak{N}_1 - n_1) - \alpha_1 n_1 \simeq 0, \tag{5a}$$

$$\beta_2 n_+ (\mathfrak{N}_2 - n_2) - \alpha_2 n_2 \simeq 0. \tag{5b}$$

După aceasta vom găsi valorile mai precise ale membrilor I ai aceloraşi ecuaţii, înlocuind pe n_1 şi n_2 în termenii mici (conţinînd pe γ_1, δ_1, γ_2, δ_2) ai ecuaţiilor (1c) şi (1d). Ca rezultat, obţinem

$$\left.\begin{aligned} \alpha_1 n_1 - \beta_1 n_- (\mathfrak{N}_1 - n_1) = \gamma_1 (\mathfrak{N}_1 - n_1) - \delta_1 n_1 n_+ \approx \\ \approx \frac{\mathfrak{N}_1}{\alpha_1 + \beta_2 n_-} (\gamma_1 \alpha_1 - \delta_1 \beta_1 n_+ n_-), \\ \alpha_2 n_2 - \beta_2 n_+ (\mathfrak{N}_2 - n_2) = \gamma_2 (\mathfrak{N}_2 - n_2) - \delta_2 n_2 n_- \approx \\ \approx \frac{\mathfrak{N}_2}{\alpha_2 + \beta_2 n_+} (\gamma_2 \alpha_2 - \delta_2 \beta_2 n_- n_+). \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Numărul coeficienţilor α, β, γ, δ poate fi, evident, redus la jumătate, folosind faptul că în cazul cînd nu există curent, în interiorul semiconductorului concentraţiile de echilibru n_-^0, n_+^0, n_1^0 şi n_2^0 pot fi exprimate cu ajutorul formulelor din statistică şi satisfac în acelaşi timp principiul microechilibrului, care se exprimă prin aceea că membrii din stînga ecuaţiilor (5) şi membrii din dreapta ecuaţiilor (6) sînt riguros egali cu zero. Lăsînd la o parte calculele elementare obţinem:

$$\alpha_{1,2} = \beta_1 B_{\mp} e^{-\frac{Э_{1,2}}{kT}}, \quad \gamma_{1,2} = \delta_{1,2} B_{\pm} e^{-\frac{Э - Э_{1,2}}{kT}},$$

$$\alpha = \beta B_- B_+ e^{-\frac{Э}{kT}}, \tag{7}$$

unde

$$B_{\pm} = \frac{2}{h^3} (2\pi m^*_{\pm} \, kT)^{3/2},$$

aici semnul superior „+" sau „—" corespunde indicelui 1, iar m^*_+ și m^*_- sînt respectiv masa efectivă a golului și cea a electronului, (pentru semiconductori polari, ele sînt respectiv masa efectivă a polaronului lacunar sau a celui electronic).

Folosind aceste rezultate, reducem ecuația (1a) la forma

$$\operatorname{div} j_- = \left\{ \beta + \frac{\mathfrak{N}_1 \delta_1}{B_- e^{-\frac{\vartheta_1}{kT}} + n_-} + \frac{\mathfrak{N}_2 \delta_2}{B_+ e^{-\frac{\vartheta_2}{kT}} + n_+} \right\} \left\{ B_- B_+ e^{-\frac{\vartheta}{kT}} - n_- n_+ \right\}. \quad (8)$$

In locul ecuației (1b) vom folosi ecuația mai simplă (4). Pentru ca sistemul să fie complet, mai trebuie adăugată ecuația lui Poisson. Ea va avea forme diferite în funcție de ipoteza admisă cu privire la sarcina nivelelor 2 ale impurităților (nivelele donore sînt, de regulă, neutre dacă sînt ocupate cu electroni). Dacă nivelele 2 au aceeași proprietate, ecuația lui Poisson se va putea scrie în felul următor:

$$\operatorname{div} \mathrm{E} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} [\mathfrak{N}_1 + n_+ + n_2 - n_1 - n_-]. \quad (9)$$

Dacă dimpotrivă, nivelele 2 sînt neutre, atuncea cînd nu conțin electroni, trebuie să se adauge între paranteze termenul $-\mathfrak{N}_2$. Să trecem la mărimile adimensionale:

$$N(\xi) = \frac{n_-}{\mathfrak{N}_1}; \quad z(\xi) = \frac{n_+}{\mathfrak{N}_1}; \quad y = -\frac{eu_- \mathfrak{N}_1 E}{i};$$

$$\theta = -\frac{ej_-}{i}; \quad \xi = \varkappa x = \sqrt{\frac{4\pi e^2 \mathfrak{N}_1}{\varepsilon kT}} x; \quad \lambda = \frac{i}{e \delta \mathfrak{N}_1 \varkappa}. \quad (10)$$

Ecuațiile noastre se vor scrie atunci (în cazul plan) astfel:

$$\frac{dN}{d\xi} = \lambda (\theta + Ny), \quad (11a)$$

$$\frac{dz}{d\xi} = -\lambda \left[\frac{1}{K} (1 - \theta) + zy \right], \quad (11b)$$

$$\lambda \frac{dy}{d\xi} = N + \frac{N}{a_1 + N} - 1 - z - \frac{\nu z}{a_2 + z} + (\nu), \quad (11c)$$

$$\lambda \frac{d\theta}{d\xi} = \frac{\varepsilon}{4\pi e u_-} \left[\beta + \frac{\delta_1}{a_1 + N} + \frac{\delta_2 \nu}{a_2 + z} \right] (Nz - b), \quad (11d)$$

unde

$$\nu = \frac{\mathfrak{N}_2}{\mathfrak{N}_1}; \quad K = \frac{u_+}{u_-}; \quad b = \frac{B_- B_+ e^{-\frac{Э}{kT}}}{\mathfrak{N}_1^2};$$

$$a_1 = \frac{B_-}{\mathfrak{N}_1} e^{-\frac{Э_1}{kT}}; \quad a_2 = \frac{B_+}{\mathfrak{N}_1} e^{-\frac{Э_2}{kT}}.$$

Vom examina semiconductorii cu impurități în concentrații relativ mici, $\mathfrak{N}_1 < 10^{15} - 10^{16}$ cm^{-3}, și cu o energie de disociație a nivelelor $Э_1$ și $Э_2$ ale impurităților mică, care să întreacă numai de cîteva ori mărimea kT. In acest caz, a_1, $a_2 \gg 1$ și $a_1, a_2 \gg N, z$ și ecuațiile (11c) și (11b) vor lua forma

$$\lambda \frac{dy}{d\xi} = N - qz - 1 + (\nu), \tag{11c'}$$

$$\lambda \frac{d\theta}{d\xi} = A\,(Nz - b), \tag{11d'}$$

unde

$$A = \frac{\varepsilon}{4\pi e u_-}\left[\beta + \frac{\delta_1}{a_1} + \frac{\nu \delta_2}{a_2}\right], \quad q = 1 + \frac{\nu}{a_2}$$

sînt constante care depind numai de proprietățile substanței și de temperatură. Aici, ca și mai jos, mărimea ν din paranteză trebuie lăsată la o parte, dacă în lipsa golurilor pe nivelele 2 aceste nivele sînt neutre. Aflarea caracteristicii curent-tensiune se reduce la integrarea ecuațiilor (11a), (11b), (11c) și (11d′) pentru condițiile la limită date.

§ 2. Cazul stratului de baraj format de cîmpul de contact

Să formulăm condițiile la limită pentru $x = \infty$. Din punct de vedere electric, semiconductorul este omogen și toate derivatele din ecuațiile (11) trebuie să fie nule. Intrucît pentru cazurile tipice $b \sim 10^{-4} - 10^{-5} \ll 1$ și conductibilitatea semiconductorului este în masa acestuia practic pur electronică, vom avea din (11c′) și (11d′):

$$N_\infty \simeq 1 - (\nu), \quad z_\infty \simeq 0. \tag{12}$$

De aceea, în baza ecuațiilor (11a) și (11b), avem $\theta = 1$ și $y = -1$. Să presupunem că la limita de separație cu metalul ($x = 0$) are loc trecerea la o conductibilitate esențială lacu-

nară. In acest caz se poate neglija excitația termică a electronilor din metal în zona electronică a semiconductorului și se poate considera că toți electronii care ajung de la semiconductor la metal pătrund în metal. Aceasta dă a treia condiție la limită :

$$\lambda\,\theta(0) = Q_- N(0); \quad Q_- = \frac{\bar{v}_- \bar{D}_-}{4\vartheta_- \varkappa}. \tag{13}$$

In mod analog, curentul de goluri $\lambda\,[1 - \theta\,(0)]$ dinspre metal în semiconductor trebuie să fie egal cu diferența dintre „curentul termolacunar" și curentul invers „de perete", care este proporțional cu concentrația limită a golurilor. Aceasta dă cea de a patra condiție la limită

$$\lambda\,[1 - \theta(0)] = Q_+\,[z^0 - z(0)]; \quad Q_+ = \frac{\bar{v}_+ \bar{D}_+}{4\vartheta_- \varkappa}, \tag{14}$$

unde $\bar{v}_\mp$ sînt vitezele de agitație termică medii ale electronilor și golurilor, $D_\mp$ este transparența contactului metal- semiconductor pentru electroni și goluri (aceasta din urmă — în sensul folosit în lucrarea [4], iar constanta z^0 are sensul concentrației limită de echilibru a golurilor în absența curentului. Găsim soluția particulară a ecuațiilor (11), care satisface condițiile la limită la infinit și care este obținută prin dezvoltarea funcțiilor necunoscute după puterile constantei A; cum se vede ușor din (11d′) constanta A are ordinul de mărime al raportului dintre timpul de relaxare $\frac{\varepsilon}{4\pi e u_- \mathfrak{R}_1} \sim 10^{-9} - 10^{-12}$ s și timpul recombinare $\frac{1}{\beta \mathfrak{R}_1} \sim 10^{-3} - 10^{-6}$ s. Impărțind ecuațiile (11a), (11b) și (11c′) obținem :

$$\frac{A}{\lambda^2}\,\frac{dN}{d\theta} = \frac{\theta + Ny}{zN - b}, \tag{15a}$$

$$\frac{A}{\lambda^2}\,\frac{dz}{d\theta} = -\,\frac{zy + \frac{1}{K}(1-\theta)}{zN - b}. \tag{15b}$$

$$A\,\frac{dy}{d\theta} = \frac{N - qz - 1 + (\nu)}{zN - b}. \tag{15c}$$

Vom examina cazul curenților relativ mari $\lambda \gtrsim 0{,}1$ și al perturbării esențiale a condițiilor de microechilibru, cînd nu-

mărul recombinărilor depășește cu mult numărul excitațiilor termice și cînd mărimea b, care este de ordinul 10^{-5}, poate fi neglijată în comparație cu produsul zN. In acest caz substituind în ecuațiile (15) dezvoltările

$$
\begin{aligned}
N &= N_0(\theta) + AN_1(\theta) + A^2N_2(\theta) + \dots, \\
z &= z_0(\theta) + Az_1(\theta) + A^2z_2(\theta) + \dots, \qquad (16)\\
y &= y_0(\theta) + Ay_1(\theta) + A^2y_2(\theta) + \dots,
\end{aligned}
$$

și grupînd coeficienții termenilor în care A intervine la aceeași putere, avem în aproximație de ordin zero:

$$\theta + N_0y_0 = 0,\ z_0y_0 + \frac{1}{K}(1-\theta) = 0,\ N_0 - qz_0 - 1 + (\nu) = 0, \qquad (17)$$

de unde

$$
\left.
\begin{aligned}
N_0 &= \theta \frac{1-(\nu)}{\left(1+\frac{q}{K}\right)\theta - \frac{q}{k}}, \\
z_0 &= \frac{1-\theta}{K} \frac{1-(\nu)}{\left(1+\frac{q}{K}\right)\theta - \frac{q}{K}}, \\
y_0 &= \frac{\frac{q}{K} - \theta\left(1+\frac{q}{K}\right)}{1-(\nu)}.
\end{aligned}
\right\} \qquad (18)
$$

In prima aproximație obținem

$$N_1 = -\frac{\theta(1-\theta)(1-(\nu))}{K[\quad]^3}\left\{\theta\left(1+\frac{q}{K}\right) + \frac{2q\theta(1-(\nu))^3}{K\lambda^2[\quad]^3} - \frac{(1-(\nu))^3 q}{K\lambda^2[\quad]^2}\right\}, \qquad (19a)$$

$$z_1 = -\frac{\theta(1-\theta)(1-(\nu))}{K^2[\quad]^3}\left\{(1-\theta)\left(1+\frac{q}{K}\right) + \frac{2q(1-\theta)(1-(\nu))^3}{K\lambda^2[\quad]^3} + \frac{(1-(\nu))^3}{\lambda^2[\quad]^2}\right\}, \qquad (19b)$$

$$y_1 = -\frac{\theta(1-\theta)}{K(1-(\nu))[\quad]}\left\{1 + \frac{q}{K} + \frac{2q}{K\lambda^2}\frac{(1-(\nu))^3}{[\quad]^3}\right\}, \qquad (19c)$$

unde

$$[\quad] = \left(1 + \frac{q}{K}\right)\theta - \frac{q}{K}.$$

Vedem deci că ne putem limita la aproximația de ordin zero dacă $\frac{A}{\lambda^2 [\quad]^6} \ll 1$. Chiar în cazul curenților mici, cînd $\frac{A}{\lambda^2} \sim 10^{-3} - 10^{-4}$, această condiție va fi îndeplinită dacă $[\quad] \gtrsim \frac{1}{3}$ In acest caz, concentrațiile N și z sînt mai mari decît unu sau sînt de ordinul unității, adică stratul de baraj este în întregime inundat de goluri și de electroni, iar inversiunea duce la scăderea rezistenței întregului semiconductor. Pentru a aprecia cît de departe se extinde domeniul conductibilității mărite, să înlocuim soluțiile pentru N și z (în aproximația de ordin zero) în ecuația (11d′) și să o integrăm. Este evident că mărimea b poate fi neglijată în comparație cu $N_0 z_0$ în tot domeniul neliniar care ne interesează, în care $(1 - \theta)$ nu este încă prea mic:

$$\xi = \frac{\lambda}{A}\int \frac{d\theta}{N_0 z_0} = \frac{\lambda K}{A\,(1-(\nu))^2}\left\{-\left(1+\frac{q}{K}\right)^2 \theta + \left(\frac{q}{K}\right)^2 \ln\theta - \ln(1-\theta) + \text{const}\right\}. \qquad (20)$$

Cum se vede din formulele (18), domeniul conductibilității mărite se întinde pretutindeni unde componenta electronică θ a curentului rămîne mult mai mică decît unu. Cum arată formula (20), variația coordonatei ξ în acest caz este $\frac{\lambda K}{A\,(1-(\nu))^2}$. Pentru $\lambda \sim 1$, $A \sim 10^{-4}$, $\chi \sim 10^4$, aceasta dă $\xi \sim 1$ cm. Dacă însă recombinarea se produce mai încet și $A \sim 10^{-6}$, golurile vor putea pătrunde în semiconductorul electronic pe distanțe enorme, chiar dacă densitățile de curent nu sînt prea mari ($\lambda \sim 10^{-2}$), ceea ce dă pentru semiconductori cu o conductibilitate bună $i \sim 10$ A/cm^2.

Evident că soluția ecuațiilor (18) și (19) nu poate fi folosită în domeniul cîmpului de contact, unde sarcina de volum este mare. Totuși, această soluție poate fi „racordată" cu soluția din domeniul sarcinii de volum, care este obținută prin metoda numerică și care satisface condițiile la limită (13) și (14). Dacă con actul dintre semiconductor și electrodul metalic este destul de subțire, mărimea z_0 din formula (14) poate

fi considerată independentă de curent și atunci soluțiile de tipul examinat sînt supuse unei restricții evidente și anume: componenta lacunară λ $[1 - \theta(0)]$ a curentului trebuie să rămînă mai mică decît emisia termolacunară $Q_+ z^0$ din metale în semiconductor. In cazul unui interstițiu apreciabil, însăși mărimea z^0 crește cu curentul și această restricție dispare. Nu ne vom opri asupra acestui efect, studiat în lucrările lui Pekar [5].

Este interesant de observat că, începînd de la curenți $\lambda \sim 0.1$ și mai mari, se poate obține caracteristica curent-tensiune fără a examina, în general, domeniile sarcinii de volum, deoarece dacă această caracteristică $z \gtrsim 1$, căderea de tensiune corespunzătoare poate fi neglijată. Cel mai simplu este să se scadă diferența dintre căderea de tensiune în semiconductorul nostru și căderea de tensiune într-un semiconductor omogen la curent egal. Această diferență va fi în aproximația de zero:

$$\Delta V = -\frac{kT}{e}\lambda\int_0^\infty\left(y+\frac{1}{1-(\nu)}\right)d\xi = -\frac{kT}{e}\lambda\int_{\theta_0}^1\left(\frac{1}{1-(\nu)}+\right.$$

$$\left.+\,y_0\,(\theta)\right)\frac{d\xi}{d\theta}\,d\theta =$$

$$= -\frac{kT}{e}\,\frac{\left(1+\frac{q}{K}\right)K}{(1-(\nu))^3}\,\frac{\lambda^2}{A}\int_{\theta_0}^1\left[\left(1+\frac{q}{K}\right)\theta-\frac{q}{K}\right]^2\frac{d\theta}{\theta}\,. \qquad (21)^{1)}$$

Puncul θ_0 este punctul de racordare al soluției noastre (18) cu soluția din domeniul sarcinei de volum. Este evident că

$\overline{\theta} < \theta_0 < 1$, unde $\overline{\theta} = \dfrac{\frac{q}{K}}{1+\frac{q}{K}}$, iar θ_0 este cu atît mai apropiat

de $\overline{\theta}$, cu cît curentul λ este mai mare și cu cît conductibilitatea (determina ă de valorile $z_0 N_0$) este mai bună în punctul de racordare. De oarece funcția de sub semnul integralei variază în apropiere de θ_0 ca $[\theta - \overline{\theta}]^2$, se poate neglija integrala

---

1) In cazul curenților intenși, $\lambda \sim 1$, și a unor grosimi apreciabile ale semiconductorului, diferența de potențial de contact poate fi negl'jată.

în intervalul de la $\bar{\theta}$ la θ_0 și înlocui θ_0 de la limita inferioară, cu θ. Ca rezultat vom avea:

$$\Delta V \simeq -\frac{kT}{e}\frac{\left(1+\frac{q}{K}\right)K}{(1-(\nu))^3}\frac{\lambda^2}{A}\left\{\frac{1}{2}-\frac{q}{K}+\frac{q^2}{K^2}\ln\frac{q+K}{q}\right\}. \quad (22)$$

Așadar, difuzia golurilor în masa semiconductorului micșorează rezistența lui, și această micșorare este proporțională cu curentul. Dacă nivelele sînt neutre, cînd pe ele nu sînt goluri, rolul lor se reduce la aceea că mărimea q poate deveni mult mai mare decît 1. Formal, aceasta se reduce la o micșorare efectivă a mobilității golurilor și, prin urmare, a coeficientului K. Cu creșterea raportului $\frac{q}{K}$, valoarea $\bar{\theta}$ se apropie tot mai mult de unitate. Aceasta înseamnă că cea mai mare parte a curentului este transportată în toată masa semiconductorului de electroni; de exemplu, pentru $K=0.5$, avem $q=2$, $\bar{\theta}=0.8$. Dacă nivelele sistemului al doilea sînt neutre, cînd ele nu sînt ocupate de electroni se poate pune $q=1$, deoarece $\frac{\nu}{a_2}<\frac{1}{a_3}\ll 1$. In acest caz, rolul acestor nivele se reduce la micșorarea concentrației electronilor și golurilor de $1-\nu$ ori și respectiv la creșterea cîmpului de $\frac{1}{1-\nu}$ ori.

In acest caz saltul de tensiune ΔV crește de $\frac{1}{(1-\nu)^3}$ ori. Dacă grosimea probei este d, căderea totală de tensiune la bornele ei va fi:

$$V=V_0+\Delta V=\frac{kT}{e}\left\{\frac{\lambda\varkappa d}{1-(\nu)}-\frac{(K+q)\lambda^2}{A(1-(\nu))^3}\left[\frac{1}{2}-\frac{q}{K}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\left(\frac{q}{K}\right)^2\ln\left(1+\frac{K}{q}\right)\right]\right\}. \quad (23)$$

Această formulă poate fi folosită numai dacă termenul al doilea este mult mai mic decît primul termen, deoarece în caz contrar aceasta înseamnă că domeniul conductibilității mărite ajunge pînă la al doilea electrod și atunci limita superioară a integralei (21) trebuie să fie găsită din condiția că variația lui ξ, atunci cînd $\bar{\theta}$ variază de la $\bar{\theta}$ pînă la θ_{max}, trebuie să fie egală cu $\varkappa d$ în formula (20).

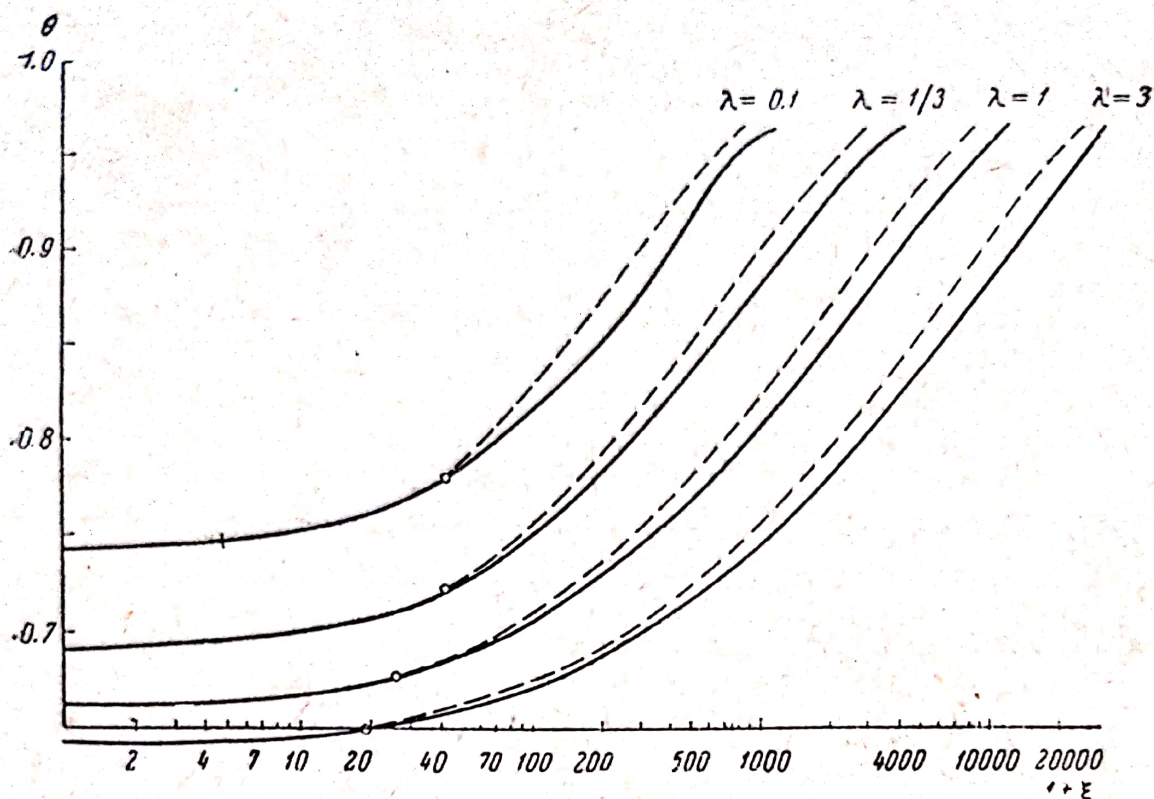


Fig. 2. — Variaţia valorii relative a componentei electronice θ a curentului total în funcţie de distanţă, pentru patru valori ale curentului adimensional λ.

Liniile întrerupte corespund formulei aproximative (20); *linia plină* este construită ţinîndu-se seama de relaţia mai precisă între z şi θ conform formulelor (18) şi (19*b*), după efectuarea integrării numerice (domeniul integrării numerice este situat în stînga cerculeţelor)

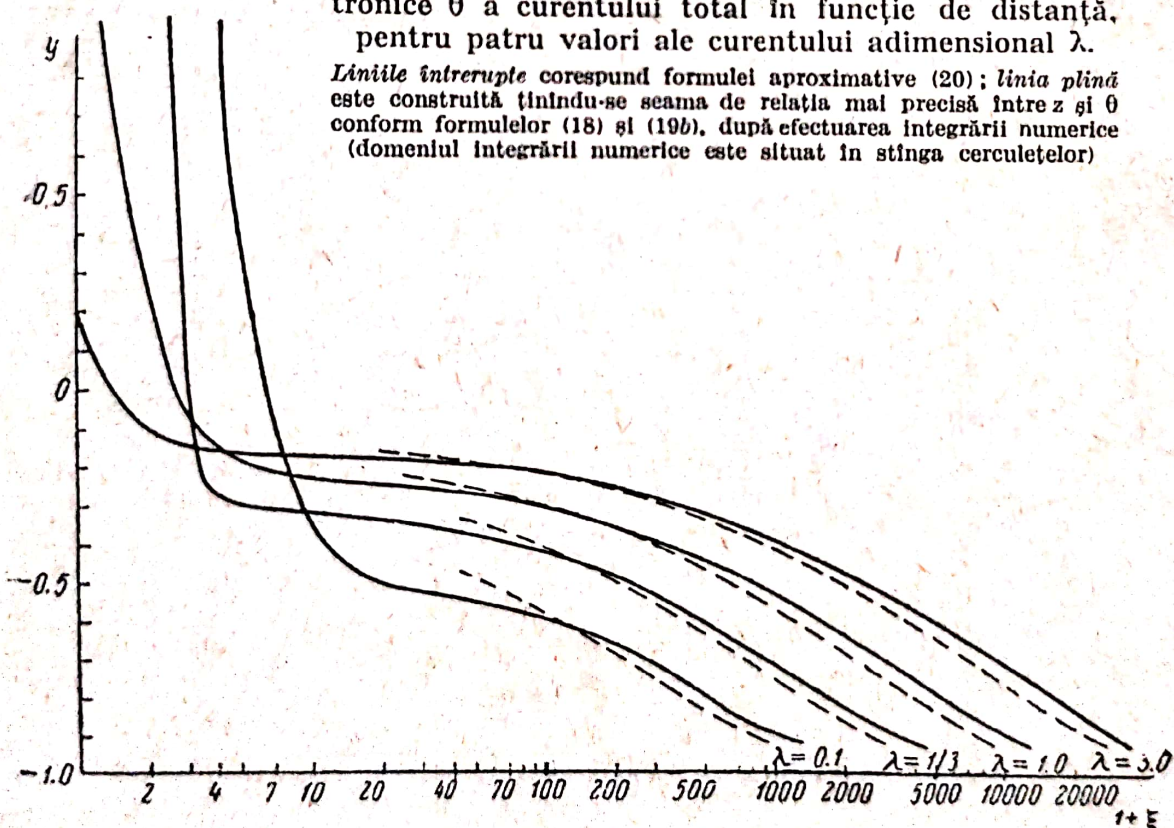


Fig. 3 — Variaţia cîmpului y în funcţie de distanţa de la contactul plan, pentru patru valori ale curentului adimensional λ

Pentru a ilustra justețea considerațiilor care au permis obținerea formulei simplificate (22) pentru căderea suplimentară de tensiune, vom compara rezultatele date de această formulă, cu rezultatele integrării numerice în domeniul sarcinii de volum.

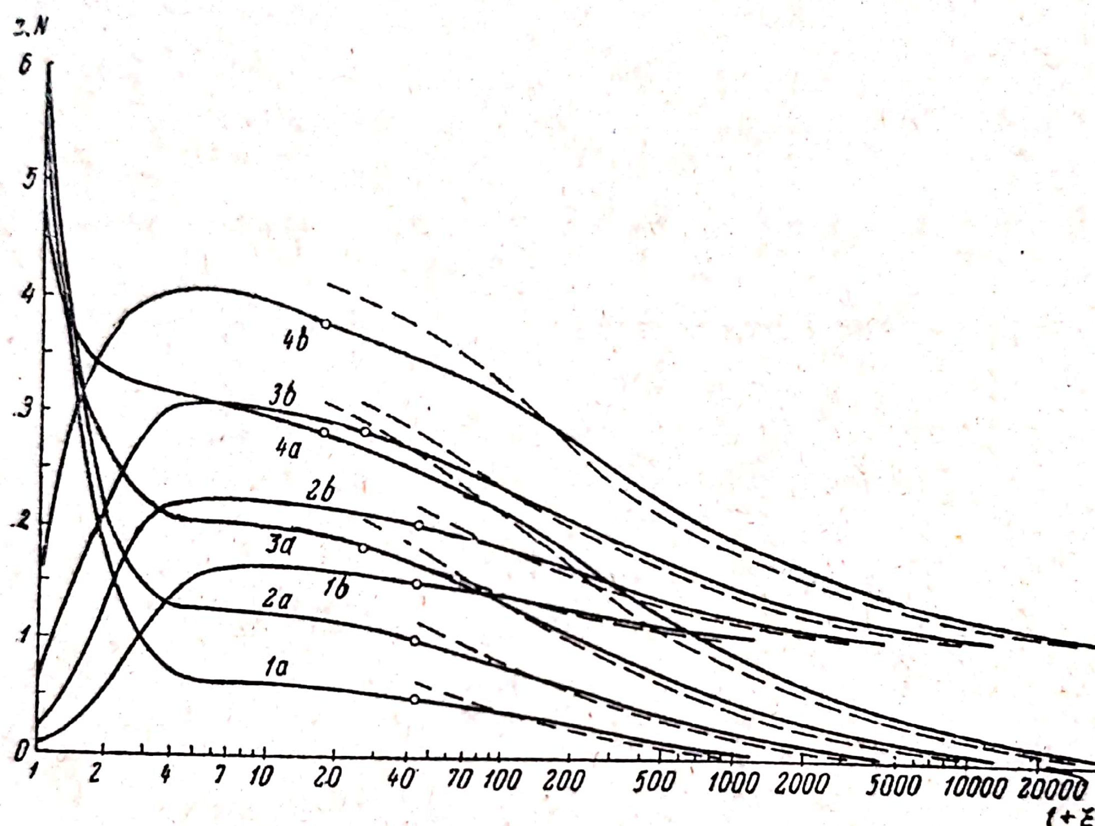


Fig. 4 — Variația concentrațiilor purtătorilor de curent în funcție de distanța de la contactul plan.

Curbele 1a și 1b reprezintă variația lui z (ξ), N (ξ), pentru λ = 0,1; curbele 2a și 2b — pentru $\lambda = \frac{1}{3}$; curbele 3a și 3b — pentru λ 1,0 și curbele 4a și 4b — pentru λ = 3,0. Curbele *punctate* reprezintă variația acelorași mărimi cum rezultă din formulele aproximative (18)

In fig. 2, 3 și 4 sînt date soluțiile ecuațiilor (11) în tot semiconductorul pentru următoarele valori ale parametrilor: $\frac{1}{K} = 1.4$; $z^0 = 6$; $q = 1$; $A = 10^{-4}$; $Q_- = Q_+ = 1$. Curbele continue sînt obținute cu ajutorul formulelor (18) și (19) și apoi prin integrare numerică, a cărei origine este marcată printr-un cerculeț iar cele întrerupte sînt obținute numai cu ajutorul aproximației de ordin zero (18). In tabela 1 sînt date rezultatele pentru ΔV (atît cele exacte cît și cele aproximative), precum și pentru $\Delta\xi \sim \frac{\lambda}{A}$. Se vede că în domeniul curenților $0.1 < \lambda < 3$, concordanța este pe deplin satisfăcătoare.

O mai bună concordanță pentru λ mici se explică prin faptul că în acest caz erorile provenite din neglijarea aproximației următoare pentru y și din înlocuirea lui θ_0 cu $\overline{\theta}$, sînt parțial compensate. Pentru curenți mari, corecția de ordinul unu în raport cu y devine mai mare. Valorile mari pentru ΔV se datoresc faptului nu am delimitat intenționat grosimea semiconductorului, pentru a putea examina difuzia ambipolară sub o formă nedistorsionată. Pentru curenți $\lambda \sim 1$, domeniul conductibilității mărite se întinde la distanțe macroscopice de contact.

Tabela 1

	λ	0.1	0.3	1	3
$\frac{e\Delta V}{kT}$	(valoarea exactă)	25	287	2650	24045
$\frac{e\Delta V}{kT}$	(valoarea aproximativă)	24.16	268,4	2416	21744
$\frac{\lambda}{A}$	. . . .	10^3	$\frac{1}{3}\cdot 10^4$	10^4	$3\cdot 10^4$

§ 3. Strat de baraj format de variația treptată a caracterului impurităților. Cazul curenților intenși

Să presupunem că pentru $x < -a$ (domeniul I), semiconductorul este numai lacunar și concentrația nivelelor acceptoare din el este $\mathfrak{N}_2^0$, iar pentru $x > a$ (domeniul III) semiconductorul este electronic, cu concentrația $\mathfrak{N}_1^0$ a donorilor. Să presupunem, pentru simplicitate, că în stratul de baraj $-a < x < a$ variația concentrațiilor $\mathfrak{N}_1$ $\mathfrak{N}_2$ este liniară în funcție de distanță :

$$\mathfrak{N}_2 = \frac{\mathfrak{N}_2^0}{2a}(a - x); \quad \mathfrak{N}_1 = \frac{\mathfrak{N}_1^0}{2a}(a + x). \tag{24}$$

Atunci, sistemul de ecuații în domeniul III, pentru, cîmp curent și concentrații, va rezulta din ecuația (11), punîndu-se $\nu = 0$, $q = 1$. In domeniul I vor figura aceleași ecuații, cu singura deosebire că aici purtătorii principali de curent vor fi golurile, iar ecuația lui Poisson va avea o altă formă :

$$\lambda \frac{d\eta}{d\xi} = N - z + \nu, \tag{25}$$

unde $\nu = \frac{\mathfrak{N}_2^0}{\mathfrak{N}_1^0}$. De aceea, spre deosebire de (18), soluția în aproximația de ordin zero pentru acest domeniu, va fi:

$$\left.\begin{aligned} N_0 &= K\theta \frac{\nu}{1 - \theta(1 + K)}, \\ z_0 &= (1 - \theta) \frac{\nu}{1 - \theta(1 + K)}, \\ y_0 &= -\frac{1}{K\nu}[1 - \theta(1 + K)], \end{aligned}\right\} \qquad (26)$$

Aici $\theta < \frac{1}{1 + K}$, în timp ce pentru $x > a$ $\theta > \frac{1}{1 + K}$. Pentru domeniul II, $-a < x < a$, repetînd considerațiile din § 2, vom obține aceleași ecuații (11a) și (11b), cu $\nu = 0$, $q = 1$. Intrucît $\mathfrak{N}_1$ $\mathfrak{N}_2$ sînt acum variabile, ecuația lui Poisson va avea forma:

$$\lambda \frac{dy}{d\xi} = N - z - \frac{1}{2}(1 - \nu) - \frac{\xi}{2\mathfrak{a}}(1 + \nu); \ \mathfrak{a} = \chi a. \qquad (27)$$

Analog, pentru variația părții electronice θ a curentului, ecuația va fi

$$\lambda \frac{d\theta}{d\xi} = A\left(1 + \alpha \frac{\xi}{\mathfrak{a}}\right)(Nz - b), \qquad (28a)$$

unde

$$\alpha A = \frac{\varepsilon}{4\pi e u_-}\left[\frac{\delta_1}{2a_1} - \frac{\nu\delta_2}{2a_2}\right],$$

iar A este dat de formula anterioară (11d'). Este clar, că $\alpha < 1$ și dacă există o simetrie totală ($\nu = 1$; $\delta_1 = \delta_2$; $a_1 = a_2$), atunci $\alpha = 0$. Dar și în cazul general, cu condiția că în interiorul stratului de baraj produsul Nz are o variație slabă, recombinarea integrală R_1 din interiorul acestui strat va fi aproape aceeași, independent de faptul dacă vom folosi sau nu formula exactă (28a)

$$R_1 = A\int_{-\mathfrak{a}}^{\mathfrak{a}}\left(1 + \alpha \frac{\xi}{\mathfrak{a}}\right) Nzd\,\xi$$

sau formula aproximativă :

$$\lambda \frac{d\theta}{d\xi} = ANz; \left(R_1 = A \int_{-a}^{a} Nzd\ \xi \right). \tag{28 b}$$

așa cum vom face mai jos.

Caracterul soluției în domeniul interior $|\xi| \leqslant \alpha$, este sensibil diferit după cum $a \lesssim 1$, sau $a \gg 1$. In primul caz trebuie să ținem seamă de sarcina de volum, atît în stratul de baraj propriu-zis, cît și în domeniile I și III învecinate cu acesta. In domeniul sarcinii de volum trebuie evident să aibă loc trecerea lui θ de la mărimea $\frac{1}{1+K}$ mai mică ($\xi < -a$) la mărimea $\frac{1}{1+K}$ mai mare ($\xi > a$) și, respectiv, de la soluțiile (26) la soluțiile (18). Aflarea concentrațiilor și a cîmpului în domeniul sarcinii de volum este dificilă, însă căderea de tensiune în semiconductor este dată cu o precizie suficientă de suma între expresia (23) și expresia analogă pentru partea $\xi < -a$:

$$\Delta V_2 = -\frac{kT}{e} \frac{1+K}{K^2 \nu^3} \frac{\lambda^2}{A} \left[\frac{1}{2} - K + K^2 \ln \frac{1+K}{K} \right]. \tag{29}$$

Așadar, rezultă aceeași formă a caracteristicii curent-tensiune ca și în cazul în care stratul de baraj provine de la un contact.

In cazul al doilea, $a \gg 1$ (lățimea domeniului de tranziție este de cîțiva microni și mai mare), este posibil să se găsească repartiția concentrațiilor și a cîmpului în întreaga masă a semiconductorului. Cazul cel mai simplu se obține atunci cînd $\nu = 1$ (concentrație egală în domeniile I și III), care nu se resfrînge asupra generalității rezultatelor calitative. Vom căuta soluția particulară a ecuațiilor (11 *a*), (11 *b*), (11*c*), (11 *b'*) (sau 27 și 28 *b*) care să satisfacă cele patru condiții la limită :

$$x = -\infty\ N = 0;\ z = 1,$$
$$x = +\infty\ N = 1;\ z = 0, \tag{30}$$

cu ajutorul dezvoltării după puterile lui A, conform formulelor (16), care se completează prin dezvoltarea mărimii ξ (pentru $|\xi| < a$)

$$\xi = \xi_0(\theta) + A\xi_1(\theta) + \ldots + \tag{31}$$

Atuncia vom avea în aproximația de ordin zero

$$\theta + N_0\, y_0 = 0,\ z_0 y_0 + \frac{1}{K}(1 - \theta) = 0,\ N_0 = z_0 + \frac{\xi_0}{a},$$

$$\frac{d\xi_0}{d\theta} = \frac{\lambda}{A N_0 z_0},$$

de unde:

$$\left.\begin{aligned} N_0 &= \frac{K\xi_0}{a}\,\frac{\theta}{(1+K)\,\theta - 1}, \\ z_0 &= \frac{\xi_0}{a}\,\frac{1-\theta}{(1+K)\,\theta - 1}, \\ y_0 &= -\frac{a}{K\xi_0}\,[(1+K)\,\theta - 1]. \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

Pentru $\xi_0\,(\theta)$ obținem ecuația diferențială

$$\frac{d\xi_0}{d\theta} = \frac{a^2\lambda}{AK\xi_0^2}\,\frac{[(1+K)\,\theta - 1]^2}{\theta\,(1-\theta)}, \tag{33}$$

a cărei soluție este

$$\xi_0^3 = \frac{3a^2\lambda}{AK}\,\{-(1+K)^2\,\theta + \ln\theta - K^2\ln(1-\theta) + \mathrm{const}\}; \tag{34}$$

Pentru a îndeplini condiția de regularitate a lui y_0 în punctul $\theta = 0$, este necesar ca pentru $\xi_0 = 0$, să avem $\theta = \overline{\theta} = \frac{1}{1+K}$. De aici vom determina constanta de integrare din formula (34). După aceasta, dezvoltăm membrul doi al ecuației (34) după puterile diferenței $(\theta - \overline{\theta})$ și găsim

$$\xi_0^3 = \frac{a^2\lambda}{AK^2}\,(1+K)^4\,(\theta - \overline{\theta})^3\left[1 - \frac{3}{4}\,\frac{1+K^2}{K}\,(\theta - \overline{\theta}) + \ldots\right]. \tag{35}$$

Din cauză că A este mic, putem considera că în tot domeniul $|\xi| < a$ avem $|\theta - \overline{\theta}| \ll \overline{\theta}$ și că, în felul acesta, este suficient să păstrăm numai primul termen din formula (35).

Atunci, la limitele de separație ale domeniilor I, II, III folosim formulele (35) și (33), obținem:

$$\theta_{1,2} = \overline{\theta} \pm \Delta ,$$

$$\left.\begin{aligned} N_{1,2} &= \sqrt[3]{\frac{K(1+K)\lambda}{Aa}}\,(\overline{\theta} \pm \Delta), \\ z_{1,2} &= \sqrt[3]{\frac{(1+K)\lambda}{AaK^2}}\,(1 - \overline{\theta} \mp \Delta), \\ y_1 \simeq y_2 &= \sqrt[3]{\frac{Aa}{\lambda K(1+K)}}, \\ \Delta &= \frac{1}{1+K}\sqrt{\frac{aAK^2}{\lambda(1+K)}}. \end{aligned}\right\} \quad (36)$$

Intrucît variația lui N_0 și z_0 în limitele stratului de baraj este mică ($\Delta \ll \overline{\theta}$), aproximația noastră (28 *b*) este întrutotul justificată. După cum reiese din compararea formulelor (36) și (32) cu formulele (18) și (26), valorile N_0, z_0, y_0 variază continuu, atunci cînd trecem prin domeniile I, II, III, de la $\xi = -\infty$ la $\xi = +\infty$. Este interesant de remarcat că, o dată cu creșterea curentului, concentrațiile N și z din stratul de baraj cresc ca $\lambda^{1/3}$, iar cîmpul λy, ca $\lambda^{2/3}$.

Să deducem acum criteriul de aplicabilitate al soluției noastre. Cel mai simplu este de a-l scrie sub forma $\left|\frac{AN_1}{N_0}\right| \ll 1$, unde pentru evaluarea lui N_1, este suficient să se păstreze termenul al doilea cuprins în acolada formulei (19 *a*), întrucît dacă diferența $(\theta - \overline{\theta})$ este mică, el joacă rolul principal.

Cu ajutorul formulelor (19) și (36), găsim ușor:

$$\left|\frac{AN_1}{N_0}\right| \approx \frac{2\overline{\theta}(1-\theta)A}{K^2\lambda^2[\quad]^5} = \frac{2K}{\sqrt[3]{K(1+K)A^2a^5\lambda}} \ll 1. \quad (37)$$

Soluția noastră este deci valabilă numai dacă lățimea stratului de tranziție este mare; de exemplu, dacă $A \sim 10^{-4}$ $a \sim 10^2$, atunci criteriul (37) este satisfăcut pentru $\lambda \gg 0.01$; dacă $A \sim 10^{-5}$ și $a \sim 10^2$, este necesar ca $\lambda \gg 1$, etc. In primul caz, concentrația electronilor în stratul de tranziție este $\sim \sqrt[3]{100\,\lambda}$, în al doilea $\sim 10\sqrt[3]{\lambda}$, etc. Prin urmare, la calculul căderii de tensiune rezistența acestui strat poate fi ne-

glijată. Considerînd că grosimea totală a semiconductorului este $2d$, avem :

$$V = \frac{kT}{e}\left\{\varkappa d\left(1+\frac{1}{K}\right)\lambda - (1+K)\frac{\lambda^2}{A}\left[\frac{1}{2K^2} - \frac{1}{K} + \ln\left(1+\frac{1}{K}\right) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{1}{2} - \frac{1}{K} + \frac{1}{K^2}\ln(1+K)\right]\right\}. \quad (38)$$

Așadar, în cazul curenților suficient de intenși, stratul de baraj este „inundat" de electroni și goluri și are loc o creștere sensibilă a conductibilității întregului semiconductor, și anume cu atît mai mare, cu cît viteza de recombinare, exprimată prin coeficientul A, este mai mică. Se obține aceeași caracteristică curent-tensiune ca și în cazul stratului de baraj de contact. In felul acesta, spre deosebire de concluziile lui Gubanov [3], vedem că recombinarea îngreunată este un factor care mărește conductibilitatea unei părți însemnate a semiconductorului.

§ 4. Același strat de baraj, în cazul curenților slabi

Să presupunem că raportul dintre parametri este de așa natură, încît criteriul (37) nu este satisfăcut și soluțiile din paragrafele precedente nu mai sînt valabile. Atunci este posibil un mod întrucîtva diferit de abordare a cazului curenților foarte mici, cel mai defavorabil din punct de vedere al criteriului (37). Soluțiile pentru N, z, y din domeniul III pot fi găsite cu o anumită aproximație, considerînd că în ecuațiile (15) numai A și nu $\frac{A}{\lambda^2}$ este mic. Limitîndu-ne la aproximația de ordin zero, avem din (15 c) :

$$N = 1 + z. \quad (39)$$

Inlocuind formula (39) în (15a) și (15b), găsim pe y în funcție de z și θ :

$$y = -\frac{\theta + \frac{1}{K}(1-\theta)}{1+2z}. \quad (40)$$

După aceasta, ecuația (15 b) va lua forma :

$$(1-\theta)\frac{d\theta}{dz}\left[1 - \frac{Kz\theta}{(1-\theta)(1+z)}\right] = -\frac{KA}{\lambda^2}\left[z + 2z^2\right]. \quad (41)$$

Deoarece în cazul curenților mici trecem la cazul liniar, cînd z este proporțional cu $1 - \theta$ este indicat să se pună în aproximația de ordin zero :

$$z = C_3 (1 - \theta). \tag{42}$$

Inlocuind (42) în termenul al doilea din paranteza mare a formulei (41) și efectuînd integrarea, obținem

$$\frac{KA}{\lambda^2} z^2 \left(1 + \frac{4}{3} z\right) = (1 - \theta)^2 (1 + K) -$$

$$- 2K \left(1 + \frac{1}{C_3}\right) \left\{1 - \theta - \frac{1}{C_3} \ln [1 + C_3 (1 - \theta)]\right\}. \tag{43}$$

Dezvoltînd pe ln în serie după puterile lui $C_3 (1 - \theta)$ și comparînd relația (43) cu (42), aflăm valoarea coeficientului C_3 și raportul mai precis dintre z și θ :

$$\left.\begin{aligned} z &= C_3 (1 - \theta)\left\{1 + \frac{1}{3} C_3 (1 - \theta)\left(K \frac{1 + C_3}{1 - KC_3} - 2\right) + \ldots\right\}, \\ C_3 &= -\frac{\lambda^2}{2A} + \sqrt{\frac{\lambda^2}{4A^2} + \frac{\lambda^2}{KA}}\,. \end{aligned}\right\} \tag{44}$$

De aici se vede că, pînă la valorile $C_3 \sim 1$, se poate păstra în paranteza mare numai primul termen, și anume 1. In acest caz z este de ordinul lui 1, adică se petrece o inundare sensibilă a stratului de baraj cu goluri și rezistența lui încetează să mai joace vreun rol. In mod analog, rezolvînd ecuațiile în domeniul I, $\xi < -l$, găsim :

$$\left.\begin{aligned} N &= C_1 \theta \left\{1 + \frac{1}{3} C_1 \theta \left(\frac{1 + C_1}{K - C_1} - 2\right) + \ldots\right\}, \\ C_1 &= -\frac{\lambda^2}{2AK} + \sqrt{\frac{\lambda^4}{4A^2K^2} + \frac{\lambda^2}{A}}\,, \end{aligned}\right\} \tag{45}$$

$$z = 1 + N; \quad y = -\frac{\theta + \frac{1}{K}(1 - \theta)}{1 + 2N}. \tag{46}$$

In zona din mijloc, scăzînd (15 b) din (15 a) și înlocuind $\frac{d}{d\theta}(N - z)$ din (27), iar $\frac{d\xi}{d\theta}$ din (28 b), obținem :

$$\frac{\theta + \frac{1}{K}(1 - \theta) + y(N + z)}{Nz} = \frac{A^2}{\lambda^2} \frac{d}{d\theta}\left[\frac{dq}{d\theta} Nz\right] + \frac{1}{\lambda a Nz}, \tag{47}$$

Dacă se renunță la studiul curenților celor mai mici $\lambda \ll A$, cînd primul termen din membrul doi este esențial, ecuația (47) poate fi rezolvată pentru două cazuri limită

$$\frac{1}{\alpha\lambda} \gg 1 \quad \text{şi} \quad \frac{1}{\alpha\lambda} \ll 1.$$

In primul caz neglijăm pe $\theta + \frac{1}{K}(1-\theta)$ în comparație cu $\frac{1}{\alpha\lambda}$, înlocuim în aproximație de ordin zero pe N cu $z + \frac{\xi}{\alpha}$, înlocuim pe y din (47) în (15 b) și, introducînd din nou în locul variabilei θ mărimea conform formulei (28 b), obținem ecuația :

$$\frac{d\xi}{dz} + \frac{\xi}{z} = -2\,\alpha. \tag{48}$$

Soluția ei este :

$$\xi = \frac{\alpha B}{z} - \alpha\, z. \tag{49}$$

Referindu-ne la ecuația (28 b), aflăm pe θ în funcție de z :

$$\theta = -\frac{A}{\lambda}\,\upsilon\, Bz + \frac{A\alpha^2 B^2}{\alpha\lambda z} + D = \frac{AB}{\lambda}\,\xi + D. \tag{50}$$

Constantele de integrare B și D le aflăm din condițiile de continuitate a lui θ, z și N, pentru $\xi = \pm a$:

$$D = \frac{C_3}{C_1 + C_3} + \frac{A\alpha}{\lambda} B \frac{C_1 - C_3}{C_1 + C_3}. \tag{51}$$

Pentru B rezultă următoarea ecuație de gradul doi :

$$B = \frac{C_1C_3}{C_1 + C_3}\left(1 - \frac{2A\alpha}{\lambda} B\right)\left[1 + \frac{C_1C_3}{C_1 + C_3}\left(1 - \frac{2A\alpha}{\lambda} B\right)\right]. \tag{52}$$

Dacă $\lambda \ll \sqrt{A}$, atunci C_1, $C_3 \ll 1$ și, conform relației (52), $B \ll 1$; atunci termenul $\frac{2Aa}{\lambda} B$ poate fi neglijat față de 1, dacă $\sqrt{A}\,\alpha \ll 1$. Pentru $\lambda \gtrsim \sqrt{A}$, $C_1 \sim C_3 \sim 1$ și o asemenea aproximație este de asemenea legitimă. Prin urmare, în ambele cazuri :

$$B \approx \frac{C_1C_3}{C_1 + C_3}\left(1 + \frac{C_1C_3}{C_1 + C_3}\right). \tag{53}$$

Folosind (47) și (48), găsim ușor pentru căderea de tensiune în stratul de baraj

$$V_{II} = \frac{kT}{e} \lambda \int_{-\alpha}^{\alpha} y d\xi = -\frac{kT}{e} \int \frac{dz}{z} = \frac{kT}{e} \ln \frac{z(-\alpha)}{z(\alpha)} \qquad (54\ a)$$

sau, folosind formulele (45) și (46) pentru $z(-\alpha)$, (44) pentru $z(\alpha)$ și (50), (51) pentru θ, obținem

$$V_{II} = \frac{kT}{e} \ln \frac{1 + \frac{C_1C_3}{C_1 + C_3}\left(1 - \frac{2A\alpha B}{\lambda}\right)}{\frac{C_1C_3}{C_1 + C_3}\left(1 - \frac{2A\alpha B}{\lambda}\right)} \approx \frac{kT}{e} \ln\left(1 + \frac{C_1 + C_3}{C_1C_3}\right). \qquad (54\ b)$$

Tensiunea măsurată va fi însă egală cu diferența dintre V_{II} și V^0_{II}, unde V^0_{II} este dat de formula (54), însă în absența curentului. Atunci, conform condiției de microechilibru detaliat, Nz este egal cu b și, prin urmare :

$$V^0_{II} = \frac{kT}{e} \ln \frac{1}{b} .$$

In felul acesta,

$$\Delta V_{II} = V_{II} - V^0_{II} = \frac{kT}{e} \ln\left[b + b\frac{C_1 + C_3}{C_1C_3}\right], \qquad (54\ c)$$

deoarece aproximația noastră corespunde cel mai bine curenților mici, cînd $\frac{\lambda^2}{A} \ll 1$; pentru acest caz avem :

$$\Delta V_{II} = \frac{kT}{e} \ln\left[b + b\frac{\sqrt{A}}{\lambda}(\sqrt{K} + 1)\right]. \qquad (55)$$

Formula (55) nu este, evident, valabilă pentru $\lambda \lesssim b\sqrt{A}$, cînd excitația termică a electronilor și golurilor nu poate fi neglijată și mărimea b nu poate fi neglijată în comparație cu Nz în ecuația (28 a). Cu această restricție, caracteristica curent tensiune a stratului de baraj va fi :

$$\lambda = \frac{\sqrt{A}(\sqrt{K} + 1)}{\frac{1}{b} e^{\frac{e}{kT}\Delta V_{II}} - 1}, \qquad (56)$$

unde $\Delta V_{II} < 0$.

Pentru curenți mari și o lățime mai mare a domeniului intermediar, cînd $\frac{1}{a\lambda} \ll 1$, referindu-ne la ecuația (28 b) pentru θ, vedem că variația lui θ în domeniul stratului de baraj este :

$$\frac{A}{\lambda} c z \left(\frac{\xi}{a} + z\right) \lesssim \frac{A}{\lambda^2} c \lambda, \tag{57}$$

deoarece în cazul curenților mici, stratul de baraj nu este încă complet inundat cu electroni și goluri, iar z și N sînt în acest strat $\lesssim 1$. Deoarece $a\lambda \gg 1$, iar θ variază în general în limitele de la 0 la 1, trebuie să avem $\frac{\lambda^2}{A} \gg 1$.

Dacă în acest caz θ va avea o variație sensibilă, ajungem în domeniul de aplicare al criteriului (37). In caz contrar, cînd inegalitatea $\frac{A}{\lambda^2} \ll 1$ trebuie să fie foarte puternică, soluțiile noastre (44) și (45) în domeniile I și III devin inaplicabile. In acest caz este însă clar, că chiar la o distanță oarecare de la stratul de baraj, formulele (26) devin suficient de exacte $\left(\frac{A}{\lambda^2} \ll 1\right)$. Insă, conform cu aceste formule, concentrațiile N și z de lîngă stratul de baraj sînt acum $\gtrsim 1$, adică stratul de baraj devine bun conductor. In acest caz, caracteristica curent-tensiune este dată cu o precizie suficientă de formula (38).

Ne rămîne să completăm formulele (54) cu căderea de tensiune în domeniile I și III. Folosind formulele (40), (44) și (46), (45), găsim :

$$\frac{kT}{e} \lambda \left\{ \int_{-\infty}^{-a} \left(y + \frac{1}{K}\right) d\xi + \int_{a}^{\infty} (y + 1) d\xi \right\} =$$

$$= \frac{kT\lambda^2}{eA} \ln \frac{1 + 2\frac{C_1C_2}{C_1 + C_3}}{1 + \frac{C_1C_2}{C_1 + C_2}} \left\{ \left(\frac{1}{K} - 1\right)\left(-\frac{1}{C_3^2} + \frac{1}{C_1^2}\right) + 2\left(\frac{1}{kC_1} + \frac{1}{C_3}\right) \right\}, \tag{58}$$

Pentru $\lambda \ll \sqrt{A}$, această formulă admite următoarea simplificare :

$$V = \frac{kT}{e} \left\{ -\frac{\lambda}{k} \left[(1 + K)\varkappa d - \frac{1 - K + K^2}{(1 + \sqrt{K})\sqrt{A}} \right] + \ln \frac{b\sqrt{A}(1 + \sqrt{K})}{\lambda} \right\}. \tag{59}$$

Așadar, în cazul curenților $b\sqrt{A} \ll \lambda \ll \sqrt{A}$, difuzia ambipolară duce la o micșorare efectivă a grosimii d a semiconductorului cu o valoare de ordinul $\frac{1}{\varkappa\sqrt{A}}$. Cu creșterea lui λ ajungem treptat în domeniul de aplicare al formulei (38).

In schimb relația (56) între λ și ΔV nu mai este valabilă în întreg semiconductorul.

§ 5. Caracteristica curent-tensiune a unui contact semisferic în sensul de trecere al curentului

Să presupunem că electrodul pozitiv este constituit dintr-o semisferă metalică de rază mică r_0 (care depășește apreciabil raza de ecranare), presată în semiconductor. Dacă suprafața ei deschisă nu prezintă vreun avantaj pentru recombinarea golurilor și a electronilor, atunci neglijînd efectele de margine — se poate afirma că curentul electronilor și golurilor are aproape peste tot o direcție radială. Atunci, problema difuziei ambipolare este sferic simetrică și toate mărimile vor fi funcții numai de distanța r de la centrul contactului semisferic. Să introducem raza (adimensională) $\rho = \varkappa r$ și densitatea de curent (adimensională) :

$$\lambda = \frac{I}{\rho^2}; \quad I = \frac{i\varkappa}{e\vartheta - a\,2\mathfrak{N}_1}, \tag{60}$$

unde i este curentul total care trece prin contact. Exprimînd operatorii gradient, divergența în coordonate sferice, obținem în locul ecuațiilor (11), sistemul următor

$$\frac{1}{I}\rho^2\frac{dN}{d\rho} = NQ + \theta, \tag{61 a}$$

$$\frac{1}{I}\rho^2\frac{dz}{d\rho} = -zQ - \frac{I}{K}(1-\theta), \tag{61 b}$$

$$\frac{I}{\rho^2}\frac{dQ}{d\rho} = N - z - 1, \tag{61 c}$$

$$\frac{I}{\rho^2}\frac{dQ}{d\rho} = ANz, \tag{61 d}$$

unde $\theta = -j_-\frac{2\pi e}{i\varkappa^2}\rho^2$ este partea electronică a curentului total.

$$Q = \frac{\rho^2}{I}y = \frac{\rho^2}{I}\frac{e}{kT}\frac{dV}{dr}$$

este raportul între fluxul intensității cîmpului electric care trece prin sfera de rază r și același flux într-un semiconductor omogen în cazul în care prin el trece curentul i.

Cum am văzut anterior, în cazul curenților i nu prea mici, caracteristica curent-tensiune depinde, practic, de variația cîmpului și concentrațiilor în domeniul aflat în exteriorul sarcinii volumetrice. In acest domeniu este suficient să ne limităm la aproximația de ordin zero în dezvoltările tuturor funcțiilor după puterile lui A.

Dacă însă în acest caz vom împărți primele două ecuații (61) cu cea de a patra, nu se mai poate considera că $A\,\frac{\rho^4}{I^2}\,\frac{dN}{d\theta}$ este mic. De aceea, putem numai conchide din (61 c) și (61 d) că :

$$N = 1 + z \qquad (62)$$

iar din (61 a) și (61 b), că :

$$Q = -\frac{\theta + \frac{I}{K}(1-\theta)}{1+2z}. \qquad (63)$$

Ca rezultat, sistemul nostru (61) se reduce la două ecuații de ordinul întîi :

$$\frac{\rho^2}{I}\,\frac{dz}{d\rho} = -\frac{\frac{1}{K}(1-\theta)(1+z) - z\theta}{1+2z}, \qquad (64\,a)$$

$$\frac{I}{\rho^2}\,\frac{d\theta}{d\rho} = Az\,(1+z). \qquad (64\,b)$$

La distanțe suficient de mari de la contact ($z \ll 1$) se liniarizează și ecuațiile (64 a), (64 b), deoarece produsul dintre z și $(1-\theta)$, precum și termenii cu z^2 pot fi neglijați ; atunci, din (64 a) avem :

$$\theta = 1 - Kz + \frac{K}{I}\rho^2\,\frac{dz}{d\rho}, \qquad (64\,c)$$

iar pentru z obținem ecuația :

$$\frac{d^2z}{d\rho^2} + \left(\frac{2}{\rho} - \frac{I}{\rho^2}\right)\frac{dz}{d\rho} - \frac{A}{K}z = 0. \qquad (65)$$

Această ecuație este chivalentă cu ecuația soluției aproximative a lui Deighen [6]. După înlocuirea

$$z = \frac{1}{\rho} e^{-\frac{I}{2\rho}} u(\rho) \tag{66}$$

ea se reduce la

$$\frac{d^2u}{d\rho^2} - \left(\frac{A}{K} - \frac{I^2}{4\rho^2}\right) u = 0. \tag{67}$$

La distanțe suficient de mari $\frac{I^2}{4\rho^4} \ll \frac{A}{K}$, și obținem soluția

$$z = \frac{a}{\rho} e^{-\frac{I}{2\rho} - \sqrt{\frac{A}{K}}\rho}. \tag{68}$$

Examinarea aproximațiilor de ordin superior de către Deighen a arătat că această soluție poate fi folosită pînă la $\frac{I^2}{4\rho^4} = \frac{A}{K}$. Soluția (68) trebuie „racordată" într-un punct $\rho = \rho_\infty$ cu soluția ecuației neliniare (64 *a*) pentru $\rho \leqslant \rho_\infty$. Dacă s-ar cere egalitatea funcțiilor θ și z pentru $\rho = \rho_\infty$, derivatele $\frac{d\theta}{d\rho}$ și $\frac{dz}{d\rho}$ vor fi discontinue în acest punct, iar pe graficul $z(\rho)$ $\theta(\rho)$ va apare un cot. Printr-o alegere potrivită a punctului de racordare ρ_∞ se poate însă realiza continuitatea și pentru derivata $\frac{dz}{d\rho}$. Pentru aceasta înlocuim valorile $\frac{dz}{d\rho}$ și θ din formulele (68) și (64 *c*) în ecuația (64 *a*) și obținem o relație care se verifică exact, dacă coordonata punctului de racordare ρ_∞ este soluția ecuației

$$\sqrt{\frac{A}{K}}\rho_\infty^2 + \rho_\infty - \frac{1}{2} I \frac{3 + K}{1 - K} = 0. \tag{69}$$

Este ușor de văzut că soluția (68) pentru $\rho \geqslant \rho_\infty$ este suficient de exactă, dacă $I \gg 10^{-2}\sqrt{\frac{K}{A}}\left(\text{pentru } K \approx \frac{1}{2}\right)$. Integrarea numerică în domeniul $\rho \leqslant \rho_\infty$ a arătat că θ este în acest caz o funcție aproximativ liniară de ρ. O interpretare mai reușită este ipoteza:

$$\theta = T - B(1 + \alpha\rho) e^{-\alpha\rho}. \tag{70}$$

Inlocuind (70) în ecuația (64 *b*), aflăm :

$$z = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{IB\alpha^2}{A\rho}\, e^{-\alpha\rho}}. \qquad (71)$$

Parametrii B, α, T îi vom afla din condiția de „racordare" a soluțiilor (64) și (68) cu (70) și (71), pentru $\rho = \rho_\infty$. Punînd în (71) $z = z(\rho_\infty) = z_\infty$, avem :

$$B = z_\infty (1 + z_\infty) \frac{\rho_\infty}{\alpha^2} e^{\alpha\rho_\infty} \frac{A}{I}, \qquad (72)$$

iar comparînd derivatele $\left.\frac{dz}{d\rho}\right|_{\rho=\rho_\infty}$ din (71) și (68), precum și $\theta(\rho_\infty)$ din (70) și (64 *c*), găsim ușor :

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{\rho_\infty}\left(-1 + \frac{1+K}{1-K}\,\frac{1+2z_\infty}{1+z_\infty}\,\frac{I}{\rho_\infty}\right), \\ T &= 1 - \frac{2K}{1-K} z_\infty + B(1 + \alpha\rho_\infty)\, e^{-\alpha\rho_\infty}. \end{aligned}\right\} \qquad (73)$$

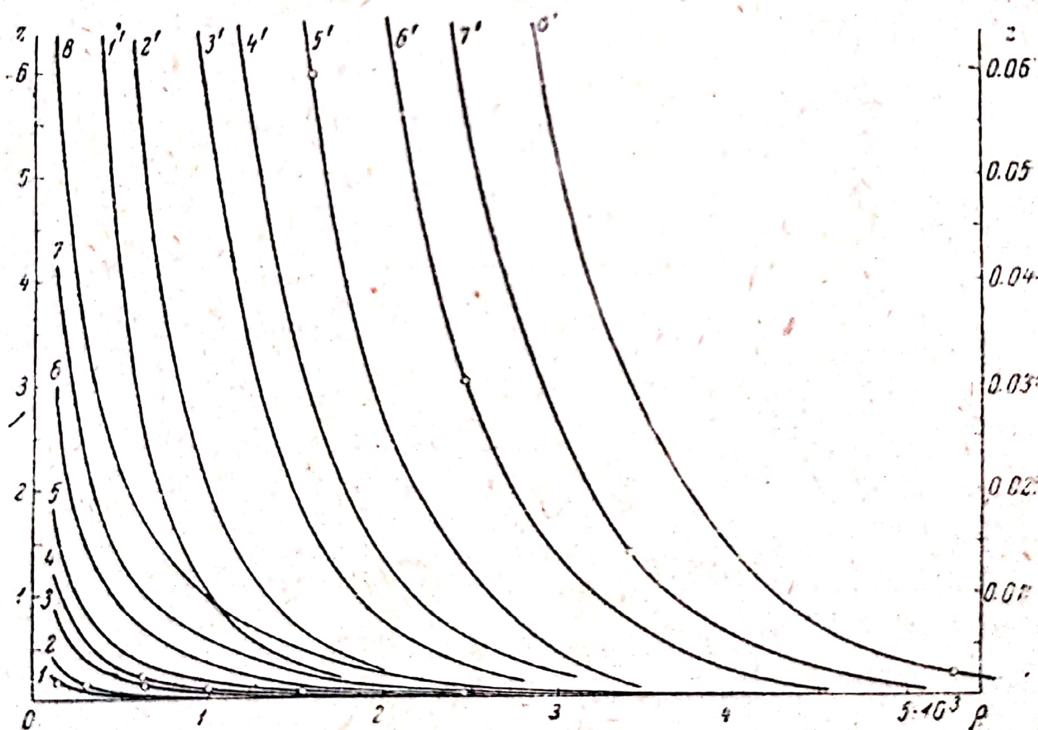


Fig. 5 — Variația concentrației golurilor z (ρ), în funcție de distanța de la centrul contactului sferic.

Curbele : 1 — I = 55,67 ; 2 — I = 127,3 ; 3 — I = 353,5 ; 4 — I = 693 ; 5 — I = 1414 ; 6 — I = 3182 ; 7 — I = 5657 ; 8 — I = 12730. Curbele notate cu aceleași cifre, însă cu accente, se referă la o scară de 100 de ori mai mare (scara din dreapta pentru z). Cerculețul separă domeniul soluției stilizate, aflate în stînga, de soluția problemei-liniare conform formulei (68)

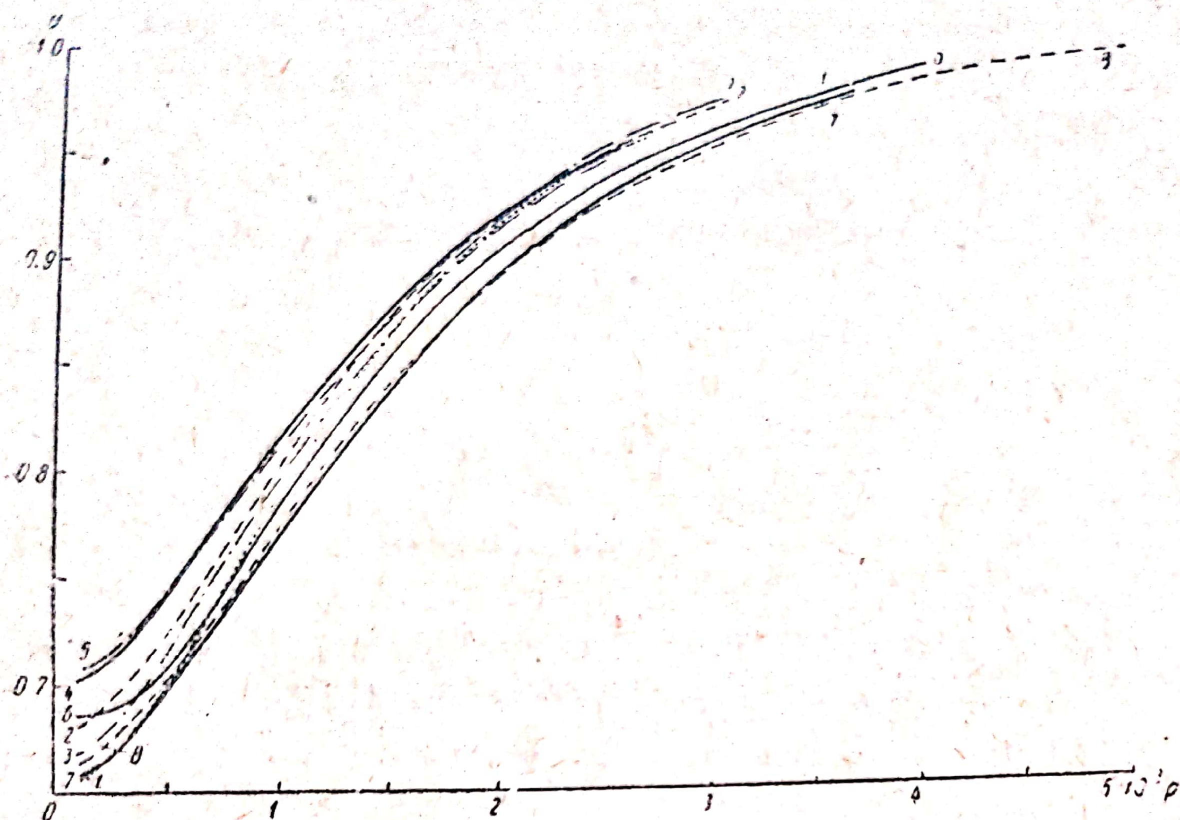


Fig. 6 — Variaţia componentei electronice a curentului total în funcţie de distanţa de la centrul contactului sferic.
Notaţiile sînt aceleaşi ca în fig. 5.

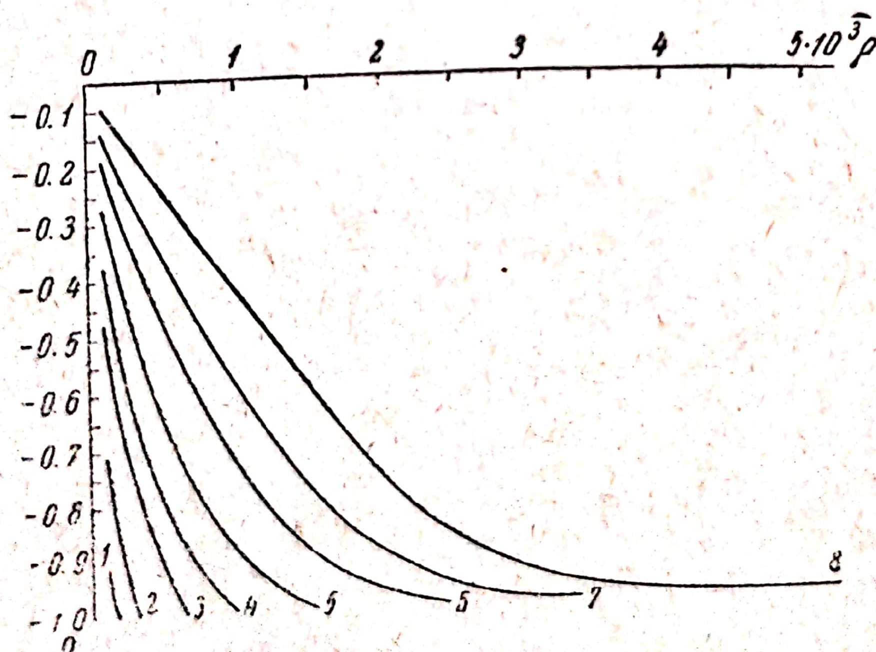


Fig. 7 — Graficul fluxului cîmpului electric printr-o sferă de raze ρ, care înconjoară contactul sferic, pentru diferite valori ale curentului I.
Notaţiile sînt aceleaşi ca în fig. 5 şi 6

Deoarece ρ_∞ ete determinat din (69), rămîne un singur parametru necunoscut z_∞ (cu alte cuvinte — constanta de integrare a din formula (68).

El se determină plecînd de la condiția ca soluțiile (70) și (71) să satisfacă cît mai bine ecuația (64a), în tot domeniul $\rho_0 < \rho < \rho_\infty$, unde ρ_0 este raza contactului în unități $\frac{1}{\varkappa}$. In fig. 5, 6 și 7 este dată variația concentrațiilor Nz și a mărimilor θ și Q în funcție de distanța adimensională, pentru următoarele valori ale parametrilor: $K = 0{,}5$; $A = 10^{-6}$; $\rho_0 = 112{,}2$.

Tabela 2

Compararea valorilor $-\sqrt[3]{I/A}\,\frac{dz}{d\rho}$ obținute din formula (71) și din ecuația (64a)

$\rho.10^{-2}$	(71)	(64a)
	$I = 56{,}57$	
1,122	0,784	0,811
1,152	0,764	0,770
1,344	0,586	0,588
1,536	0,464	0,464
1,612	0,426	0,426
	$I = 127{,}3$	
1,122	1,689	1,702
1,509	1,041	1,050
2,515	0,436	0,438
3,098	0,300	0,300
	$I = 353{,}5$	
1,122	4,354	4,713
1,414	3,062	3,294
2,121	1,632	1,729
4,243	0,518	0,532
6,464	0,233	0,233

$\rho.10^{-2}$	(71)	(64a)
	$I = 693{,}0$	
1,122	7,091	6,517
1,770	3,576	3,484
4,425	0,843	0,859
6,194	0,463	0,471
8,849	0,224	0,226
10,03	0,168	0,168
	$I = 1414$	
1,122	9,907	12,506
2,245	4,182	4,492
3,367	2,376	32,441
5,612	1,076	1,081
7,857	0,592	0,592
11,225	0,279	0,278
15,504	0,119	0,119
	$I = 3182$	
1,122	25,06	26,05
2,942	6,168	7,109
7,354	1,513	1,466
10,30	0,820	0,825
14,71	0,368	0,351
17,65	0,222	0,216

$\rho.10^{-2}$	(71)	(64a)
22,06	0,1066	0,1061
24,75	0,0688	0,0688
	$I = 5657$	
1,122	41,85	67,78
3,564	7,858	1,971
5,345	4,335	1,423
8,909	1,931	0,874
17,82	0,442	0,373
26,73	0,111	0,106
34,05	0,0365	0,0365
	$I = 12728$	
1,122	81,048	123,13
2,335	28,217	35,941
4,670	10,464	9,612
7,005	5,752	3,815
11,674	2,496	0,956
23,35	0,478	0,215
35,02	0,0886	0,0683
46,70	0,0165	0,0159
52,70	0,00706	0,00706

In tabela 2 sînt date valorile $\frac{dz}{d\rho}$ calculate din formula (71) și din ecuația (64a), în care sau înlocuit, în membrul doi,

z şi θ din formulele (71) şi (70). Precum se vede, concordanţa este cu totul satisfăcătoare.

In sfîrşit, în fig. 8 este dată funcţia z_∞ (I), obţinută prin interpolare grafică, care se bazează pe mărimile z_∞ găsite

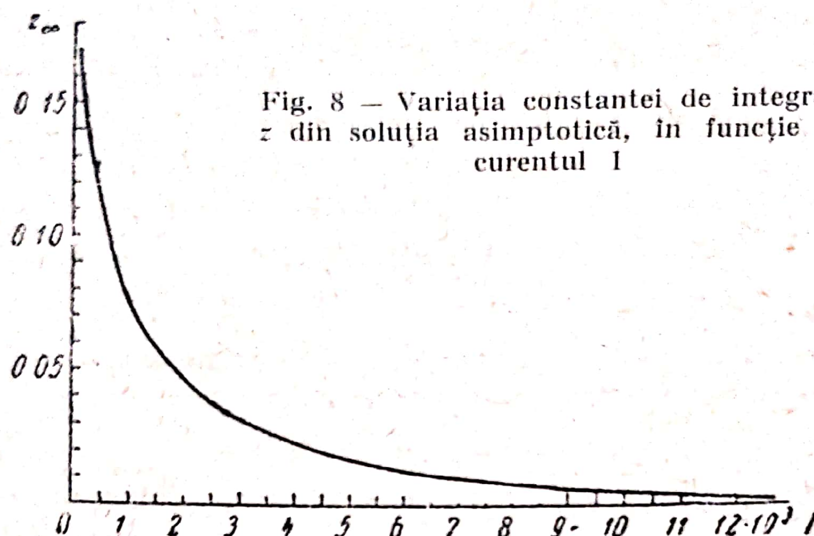


Fig. 8 — Variaţia constantei de integrare z din soluţia asimptotică, în funcţie de curentul I

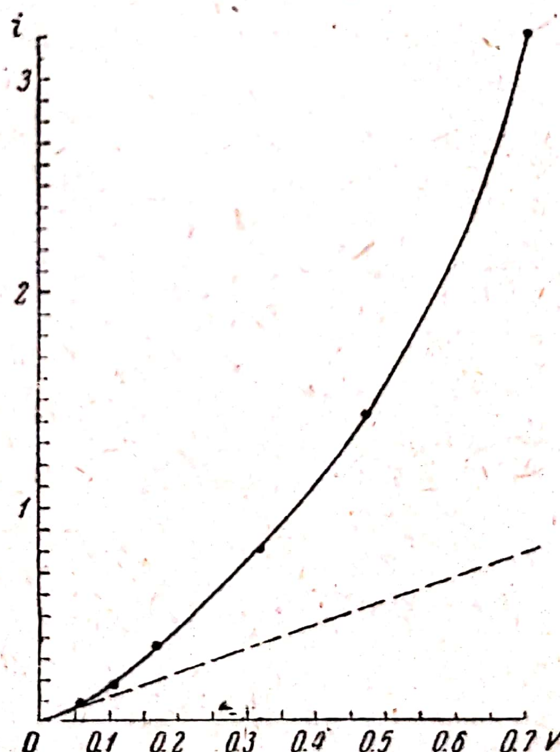


Fig. 9 — Caracteristica curent-tensiune a contactului semisferic în sensul trecerii curentului.

Dreapta *întreruptă* corespunde cazului unui conductor Ohmic

pentru opt valori ale curentului I. In felul acesta, formulele (70) şi (71), precum şi fig. 8, permit obţinerea repartiţiei cîmpului, a concentraţiei z şi a curentului θ, practic pentru toate valorile I.

In fig. 9 este dată caracteristica curent-tensiune a contactului semisferic, obținută în baza formulei

$$V = \frac{kT}{e} \int_{\rho_0}^{\infty} \frac{IQ}{\rho^2} d\rho = -\frac{kT}{e} I \int_{\rho_0}^{\infty} \frac{\theta + \frac{1}{K}(1-\theta)}{1+2z} \frac{d\rho}{\rho^2}, \qquad (74)$$

unde integrarea s-a făcut prin metoda numerică. Dreapta întreruptă din fig. 9 reprezintă caracteristica ohmică a aceluiași contact într-un semiconductor omogen fără strat de baraj. La curenți foarte mici, cînd $\frac{I}{\rho_0^2} < A$ și stratul de baraj nu este inundat cu electroni și goluri, formulele noastre pentru θ și z nu mai sînt valabile. Dar în acest caz, întrucît de obicei $\rho_0 \gg 1$ și lățimea stratului de baraj $\ll \rho_0$, poate fi folosită formula pentru rezistența contactului plan.

CONCLUZII

Inversiunea semnului conductibilității într-un conductor în cazul curenților mari este un factor favorabil, care reduce rezistența de balast a masei semiconductorului, stratul de baraj încetînd să mai opună o rezistență apreciabilă chiar în cazul unor curenți nu prea mari ($\lambda \sim \sqrt{A}$). Acest efect este cu atît mai pronunțat și apare cu atît mai devreme, cu cît este mai mare viața medie a purtătorilor de curent de semn contrar (adică cu cît coeficientul de recombinare este mai mic). Cu creșterea curentului λ, forma caracteristicii curent-tensiune trece de la forma logaritmică și rectilinie (60), pentru $\lambda \ll \sqrt{A}$, la forma parabolică pentru $\lambda \gg \sqrt{A}$ (23).

Atragerea concentrațiilor excedentare are loc la o adîncime de ordinul mai multor zeci de mii de raze de ecranare pentru electrozi plani și la o adîncime pînă la o mie de raze de ecranare în cazul unui contact semisferic (fig. 4 și 5).

BIBLIOGRAFIE

1. V. E. Lașcarev, Izv. AN SSSR, seria fizică, *16*, nr. 2. pag. 187. 1952.
2. V. E. Lașkarev, JETF, XVIII, 953, 1948.
3. A. I. Gubanov, JTF, XXIII, 675, 1953.
4. N. F. Deighen și V. E. Lașcarev, Lucrări IFAN USSR, nr. *4*, 3, 1953.
5. S. I. Pekar, JETF, *10*, 1210, 1940.
6. M. F. Deighen, JTF, *25*, nr, 5, 1955.

PROPRIETĂȚILE SEMICONDUCTOARE ALE UNOR ALIAJE METALICE CU REZISTIVITATE MARE *)

de A. I. DRABKIN

In acest articol se arată că la anumite aliaje metalice cu rezistivitate mare coeficienții de variație cu temperatura ai rezistivității au valori negative. Acest fapt care rezultă din măsurătorile efectuate de mulți experimentatori, indică existența unor proprietăți semiconductoare pronunțate la aceste aliaje, ceea ce permite să se contureze baza fizică a metodelor de obținere a unor sîrme termocompensate din aliajele existente și din aliaje într-un anumit sens „îmbunătățite".

Trebuie subliniată actualitatea problemei realizării și perfecționării unor astfel de aliaje, de care se simte mare nevoie în tehnica măsurătorilor electrice, în tensometrie și în radiotehnică.

Să considerăm mărimea ρ_1, care reprezintă produsul dintre rezistivitatea ρ și densitatea ξ a materialului sîrmei : $\rho_1 = \rho\,\xi$. Ne convingem ușor că la ρ_1, — spre deosebire de ρ lipsește componenta determinantă de factorul pur geometric, legat de variațiile densității sîrmei la deformarea acesteia și la schimbarea temperaturii. Mărimea ρ_1 este mai semnificativă pentru caracterizarea fizică a diferitelor aliaje, în special pentru aprecierea proprietăților semiconductoare ale acestora.

Să scriem expresia coeficienților de variație cu temperatura ai rezistenței.

1) Pentru sîrma înfășurată liberă avem :

$$\left(\frac{1}{R}\,\frac{dR}{dT}\right)_{\text{înfăș.}} = \frac{1}{\rho}\,\frac{d\rho}{dT} - (2\alpha_2 - \alpha_1) = \frac{1}{\rho_1}\,\frac{d\rho_1}{dT} + 2\alpha_1$$

*) O poluprovodnikovîh svoistvah nekotorîh vîsokoomnîh metalliceskih splavov. *Jurnal Tehniceskoi Fiziki*, nr. 1, 1955.

2) pentru sîrma strîns lipită de probă avem:

$$\left(\frac{1}{R}\frac{dR}{dT}\right)_{\text{înfăş.}} = \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT} - (2\alpha_2 - \alpha_1) + S(\alpha - \alpha_1) =$$

$$= \frac{1}{\rho_1}\frac{d\rho_1}{dT} + 2\alpha_1 + S(\alpha - \alpha_1),$$

unde α_1 și α_2 reprezintă respectiv coeficientul longitudinal și cel transversal de dilatare termică a sîrmei; α este coeficientul de dilatare termică a probei pe care este lipită sîrma; S este sensibilitatea sîrmei la deformațiile axiale $\varepsilon = \frac{dl}{l}$.

Această sensibilitate este:

$$S = \frac{dR}{R\varepsilon} = 1 + 2\mu + \frac{d\rho}{\rho\varepsilon} = 2 + \frac{d\rho_1}{\rho_1\varepsilon},$$

unde μ este coeficientul lui Poisson.

Dacă în aceste expresii înlocuim valorile găsite experimental pentru coeficienții de temperatură ai rezistenței, precum și valorile S și α, atunci $\frac{I}{\rho_1}\frac{d\rho_1}{dT}$ și α_1 sînt univoc determinate. In acest caz, în special în cazul unui fir tensometric cu diametrul de $\sim$ 0,03 mm, nu trebuie să facem nici un fel de rezerve cu privire la egalitatea coeficienților de dilatare termică a firului în sens longitudinal și transversal și nici pentru probe subțiri sau groase, luate din aceasta. După cum se vede din relațiile respective, acestea, precum și cele obținute din condiția de compensare termică nu conțin de fapt coeficienții de deformație transversală a sîrmei.

Tabela anexată cuprinde valorile $\frac{1}{\rho_1}\frac{d\rho_1}{dT}$ calculate din valorile coeficienților de temperatură ai rezistenței electrice pentru cîteva aliaje de rezistivitate mare.

După cum rezultă din această tabelă, o serie de aliaje de rezistivitate mare au un coeficient $\frac{1}{\rho_1}\frac{d\rho_1}{dT}$ negativ destul de mare ca valoare absolută. Acesta este, pare-se, un indiciu al existenței la aceste aliaje a unei componente semiconductoare destul de mari a rezistivității, alături de componenta metalică. Se poate presupune că aici joacă un rol primordial fenomenele de contact dintre granulele policristalului, nivelele locale de lîngă defectele rețelei cristaline a diferitelor granule, precum și o eventuală impurificare a intervalelor de contact.

Nr. cr.	Denumirea și compoziția aliajului	$\rho_{20°C}$ $\left(\frac{ohm \cdot mm^2}{m}\right)$ Inainte de recoacere	$\rho_{20°C}$ $\left(\frac{ohm \cdot mm^2}{m}\right)$ După recoacere	$10^6\left(\frac{1}{R}\frac{dR}{dT}\right)_{inf.}$ $(°C^{-1})$ Inainte de recoacere	$10^6\left(\frac{1}{R}\frac{dR}{dT}\right)_{inf.}$ $(°C^{-1})$ După recoacere
1	Sîrmă de constantan cu diametrul de 0,03 mm, produsă de firma Driver Harris Co.	0,475	—	In intervalul 20—70°, —44	—
2	Constantan sovietic (54% Cu, 46% Ni)	0,5	—	—54	—
3	Manganină, aliaj standard, sovietic (86% Cu, 12% Mn, 2% Ni)	0,42÷0,48	—	Clasa A, ± (30—40)	—
				4	100°, 8; 200°, 12; 250°, 14;
				Clasa B, ± 60	—
4	Manganine noi: 67% Mn, 23% Ni, 5% Cu	2,2	—	—29	—
	60% Mn, 30% Ni, 10% Cu	2,05		—100	—
	67% Mn, 33% Ni	1,88		0	
	67% Mn, 16,5% Ni, 16,5% Cu	2,03	—	120	
5	NBW—108 (82% Ag, 10% Mn, 8% Sn)	0,55	$T=175°$ C, 0,5	—(30÷55)	≈0
6	NBW—173 (80% Ag, 17% Mn, 3% N.)	0,58	$T=270$ °C 0,46	—105	In intervalul de temperaturi pînă la 200° ≈0

$10^6\left(\frac{1}{R}\frac{dR}{dT}\right)_{lipit}$ $(°C^{-1})$		$10^6\frac{1}{\rho_1}\frac{d\rho_1}{dT}$ $(°C^{-1})$		$10^6\alpha_1$. $°C^{-1}$	Observații
Inainte de recoacere	După recoacere	Inainte de recoacere	După recoacere		
In intervalul 20—70° pe o probă de duraluminiu —27	—	—72	—	13,94	După datele autorului
—	—	—82	—	14	Datele din culegerea de constante fizice a lui Dorfman și Friș se referă la sîrme groase (s-a considerat $\alpha_1=\alpha_2$)
—	—	$-(6,2\div3,8)$ $-(66,2\div76,2)$	—	—	Datele din cartea lui Zaimovski și Usov „Metalele și aliajele lor folosite în electrotehnică”, se referă la sîrme groase (s-a considerat $\alpha_1=\alpha_2$)
—	—	—36,2	—32,6 —28,6 —26,6	18,1	
—	—	23,8 —95,4	—	—	
—	—	—59			Nu sînt date valorile lui α_1; pentru calculul expresiei $\frac{1}{\rho_1}\frac{\alpha\rho_1}{dT}$ s-a luat; $\alpha_1=1,5\cdot10^{-6}\,°C^{-1}$
—	—	—100	—	—	
		—30			
		90			
		$-(60\div85)$	≈-30	—	Idem
—	—	—135	In interv. de temperaturi pînă la 200° ≈-30		Idem

cu anumite substanțe semiconductoare. Analiza preliminară arată că, în baza acestor ipoteze și cu ajutorul unor valori ale coeficienților ce intră în formula teoretică $\frac{1}{\rho_1}\frac{d\rho_1}{dT}$, aleși în prealabil, se poate ajunge la o aceeași dependență de temperatură a rezistenței diferitelor aliaje, ca și cea obținută experimental. Mecanismul conductibilității policristalelor reale schițat mai sus duce la concluzia că la recoacere într-un mediu inert este de așteptat să se producă o sistematizare a structurii și o îmbunătățire a contactului între granulele monocristaline. Ca urmare a acestui fapt, componenta semiconductoare a rezistivității trebuie să scadă odată cu valoarea absolută a coeficientului de temperatură care îi corespunde. Așadar, la recoacere coeficientul de temperatură total pentru ρ_1 trebuie să crească, iar rezistența sîrmei trebuie să scadă în mod corespunzător.

Datele tabelei confirmă această concluzie prin exemplul manganinei și a aliajelor NBW—108, NBW—173. O situație similară se prezintă și la sîrma de constantan, ale cărei date experimentale nu sînt trecute în tabelă.

Din relațiile de mai sus pot fi ușor determinate condițiile de compensație termică a sîrmelor înfășurate liber (rezistența la etalon) precum și a sîrmelor lipite (tensotraductori de sîrmă). Totodată apar anumite concluzii particulare și generale în legătură cu metodele de compensație termică. Trebuie menționat că după recoacere proprietățile semiconductoare ale aliajelor se mențin sub forma inițială, în special în cazul dozării ei necesare pentru compensarea termică. In acest caz proprietățile semiconductoare se găsesc numai într-un anumit echilibru cu proprietățile metalice.

Trebuie considerat că studiile teoretice și experimentale făcute cu scopul de a confirma și preciza ipotezele cu privire la componenta semiconductoare a aliajelor metalice, reprezintă un mare interes pentru teoria policristalelor reale. Asemenea studii au, în plus, o mare importanță practică, contribuind la realizarea unor noi aliaje care să aibă caracteristicile necesare. Aprofundarea mecanismului conductibilității electrice a corpurilor policristaline, precum și posibilitatea de a regla componenta semiconductoare a rezistenței electrice ar permite, de exemplu, să se pună la punct producția unor sîrme foarte stabile dintr-un aliaj de tipul CrNi care să fie compensate termic pentru un interval larg de temperaturi și să se rezolve și diferite alte probleme tehnice.

APARATE CU SEMICONDUCTORI *)

de M. S. SOMINSKI

Din an în an, importanța semiconductorilor în știință, în tehnică și în economia națională, devine din ce în ce mai mare. Astăzi nu există probabil nici un domeniu din tehnică care să nu utilizeze semiconductori într-o măsură sau alta. Larga răspîndire a tot felul de dispozitive automate în transporturi, energetică, industrie, tehnica comunicațiilor etc, face și mai necesar apelul la semiconductori cu ajutorul cărora se rezolvă o serie întreagă de probleme științifice și tehnice importante.

Utilizarea semiconductorilor a permis în multe domenii ale tehnicii să se rezolve probleme care nu puteau fi rezolvate în principiu cu ajutorul vechilor mijloace tehnice. Pe de altă parte, studiul multilateral al semiconductorilor a contribuit la construirea unei teorii electronice unitare a corpurilor solide, a ajutat la înțelegerea și stabilirea unor legi generale.

Cu ajutorul semiconductorilor au fost construite numeroase tipuri de aparate, care îndeplinesc cele mai diverse funcțiuni. Cu ajutorul dispozitivelor bazate pe semiconductori, se realizează transformarea curentului alternativ în curent continuu, se asigură protecția liniilor electrice la supratensiuni, se realizează transformarea luminii de o anumită compoziție spectrală în lumină de o altă compoziție spectrală, se rezolvă problema transformării directe a energiei termice și luminoase în energie electrică, se realizează amplificarea oscilațiilor electromagnetice, se produce frig în frigorifere speciale, se rezolvă diverse probleme de automatizare etc.

Rezistențele fotoelectrice, celulele fotoelectrice, generatoarele termoelectrice, tensometrele, termistorii, redresorii și

---

*) Poluprovodnikovie pribori, *Priroda*, nr. 7. 1955.

alte aparate bazate pe semiconductori au căpătat pe drept o justă apreciere și o răspîndire multilaterală.

Posibilitățile imense pe care le au semiconductorii au atras atenția fizicienilor și tehnicienilor. Lucrările științifice de cercetare în domeniul elctronicii semiconductorilor efectuate în ultimii 25 ani, au condus deja la rezultatele teoretice și practice importante. Realizări deosebite în domeniul utilizării practice a semiconductorilor s-au obținut în ultimii zece ani: au fost perfecționate aparatele existente cu semiconductori, au fost inventate aparate noi și au fost lărgite apreciabil domeniile lor de aplicabilitate. Noile tipuri de aparate cu semiconductori au dovedit încă o dată posibilitățile tot mai mari de aplicare în tehnică a semiconductorilor.

Detectorii cu cristal

Incă de mult, primele aparate de recepție cu galenă aveau ca element fundamental un detector cu cristal, care reprezenta un sistem format dintr-un cristal semiconductor natural și un vîrf metalic de contact. Proprietatea fundamentală a acestui detector constă în faptul că rezistența lui la curent electric depinde în mare măsură de sensul curentului. Un astfel de detector este în fond un redresor de mică purtere.

Pe măsura dezvoltării radiotehnicii se perfecționau și detectorii. Această perfecționare se reducea însă la găsirea unor cristale naturale, care să aibă proprietăți mai bune și la alegerea sondelor metalice corespunzătoare. Mult timp radiotehnicienii au avut de-a face cu galenă, pirită, zincită, calco-pirită și alte cristale care se găsesc din abundență în scoarța terestră. Așa au stat lucrurile pînă cînd industria și-a însușit fabricarea în masă a tuburilor electronice, care au provocat o adevărată revoluție în radiotehnică. Răspîndirea tubului electronic în radiotehnică a fost atît de rapidă încît nu rămîneau îndoieli asupra faptului că detectorii cu cristal au intrat pentru totdeauna în domeniul trecutului. Această preziccre s-a dovedit a fi însă nejustă. Tocmai dezvoltarea intensă a radiotehnicii a necesitat revenirea la detectorii cu cristal, fără de care nu se puteau rezolva numeroase probleme legate de tehnica undelor ultrascurte. Intr-adevăr, perfecționarea aparatelor de radiolocație al căror principiu de funcționare se bazează pe utilizarea unor unde electromagnetice foarte scurte, a necesitat înlocuirea tuburilor electronice cu alte aparate. Intr-adevăr, în gama undelor centimetrice, capacitatea dintre electrozii

tubului și timpul de trecere a electronilor prin tub începe să joace un rol sensibil cu efect negativ asupra funcționării aparatului de radiolocație. Inginerii și fizicienii care se ocupau cu tehnica radiolocației au ajuns la o concluzie pe deplin justificată, că cel mai bun înlocuitor al tubului electronic poate fi detectorul cu cristal semiconductor. Pentru aceasta însă, trebuie un detector cu parametri electrici înalți. Vechile tipuri de detectori cu cristale naturale nu erau bune și de aceea s-a pus problema elaborării de noi tipuri de detectori cu cristal, care să fie lipsiți de neajunsurile inerente tuburilor electronice. Curînd după sfîrșitul războiului această problemă a fost în esență rezolvată. Radiotehnicienii care lucrau cu unde ultrascurte au căpătat astfel detectori fabricați din germaniu și siliciu, care diferă întrucîtva prin proprietățile lor electrice.

Germaniul este un element chimic care are proprietăți de semiconductor. El face parte din grupa a IV-a a sistemului periodic al lui Mendeleev. Numărul său de ordine este 32, iar greutatea atomică 72,6. Prin proprietățile sale chimice, germaniul este apropiat de carbon, de siliciu și de staniul cenușiu. Rețeaua cristalină a germaniului este de tipul aceleia a diamantului. Temperatura sa de fuziune este de 958°C, densitatea de 5,35 g/cm^2, iar conductibilitatea electrică specifică este cuprinsă între limite mari, acoperind cel puțin 5 ordine de mărime: de la 1000 Ω^{-1} cm $^{-1}$ la 10^{-2} Ω^{-1} cm $^{-1}$. Variația în limite atît de largi a conductibilității electrice specifice a germaniului se explică — ca și pentru toți ceilalți semiconductori — prin concentrația diferită și caracterul diferit al adaosurilor (impurităților) de atomi străini, introduse în rețeaua cristalină. Influența impurităților asupra proprietăților electrice ale germaniului joacă un rol important, în special și pentru că atomii străini care aparțin grupei a III-a a sistemului periodic, îi comunică germaniului o conductibilitate prin „găuri", în timp ce impuritățile care aparțin grupei a V-a îi comunică o conductibilitate electronică. Influența impurităților asupra proprietăților electrice ale germaniului este atît de mare, încît un singur atom străin la 10^7 — 10^8 atomi de germaniu, îi mărește conductibilitatea electrică. In modul acesta, cu ajutorul unor cantități neglijabile de atomi străini, introduși în rețeaua cristalină a germaniului, se poate obține un material cu proprietăți electrice dinainte date, ceea ce are o importanță hotărîtoare și permite fabricarea unor diode cu germaniu cu înalte calități electrice.

Detectorul cu cristal de germaniu este un redresor de curent alternativ, care lasă să treacă bine curentul într-un anu-

mit sens (așa-zisul sens de trecere) și este rău conducător în sensul invers (sensul de blocare). Bogatul material experimental strîns pînă azi și concepțiile teoretice actuale, au arătat că un sistem de doi semiconductori în contact — unul cu conductibilitate electronică, și celălalt cu conductibilitate prin găuri — posedă, în anumite condiții, proprietatea de a redresa curentul alternativ. Factorul hotărîtor care determină redresarea acestui sistem, este așa-numitul strat de baraj care se formează la contactul celor doi semiconductori — unul cu conductibilitate prin găuri și celălalt cu conductibilitate electronică. Grosimea acestui strat este de ordinul a 10^{-5} — 10^{-6} cm.

Sensul de trecere al curentului este acela pentru care cîmpul electric exterior, orientat de la semiconductorul „prin găuri" către semiconductorul electronic, obligă electronii și găurile să se miște spre limita de separație a celor doi semi conductori. Sensul de blocare corespunde cazului cînd cîmpul electric exterior obligă electronii și găurile să se miște în sensuri opuse, depărtîndu-se de contact.

Conectînd un astfel de sistem într-un circuit de curent alternativ, putem redresa curentul alternativ. Aceasta înseamnă că în decursul unei semiperioade acesta va fi atît de slab, încît practic poate fi neglijat. Raportul dintre intensitatea curentului în sensul de trecere și intensitatea curentului în sensul de blocare, la aceeași diferență de potențial, se numește coeficient de redresare. Cu cît coeficientul de redresare este mai mare și cu cît intensitățile curenților care circulă în direcția de trecere sînt mai mari, cu atît redresorul își îndeplinește mai bine funcțiile sale.

Să trecem acum la detectorul cu germaniu și să examinăm construcția lui. Un mic cristal cu germaniu cu conductibilitate electronică avînd dimensiunile de circa $1,5 \times 1,5 \times 0,5$ mm se sudează la unul dintre piciorușele suport ale detectorului. Suprafața exterioară a cristalului se șlefuiește minuțios și apoi se supune unui tratament chimic. In urma acestui tratament un strat superficial subțire al cristalului capătă proprietăți noi în sensul că conductibilitatea sa se va realiza prin găuri. Prin urmare, în locul unui cristal, care inițial era omogen prin proprietățile sale electrice, se obține un cristal în care germaniul electronic se află într-un contact direct cu germaniul cu conductibilitate prin găuri.

Pe celălalt picioruș al detectorului este fixat un resort pentru contact din sîrmă subțire de wolfram. Capătul liber al resortului este ascuțit. Ambele piciorușe ale detectorului se lipesc cu clei special de un tub de ceramică. Capătul ascuțit al resor-

tului presează asupra cristalului. Detectorul cu germaniu, a cărui formă exterioară şi a cărui secţiune sînt arătate în fig. 1, are proprietăţi de redresare. Dacă lăsăm să treacă prin detector un curent electric, sensul de trecere va corespunde cazului cînd curentul circulă de la resort spre cristal, adică atunci cînd resortul este polarizat pozitiv, iar cristalul negativ.

In fig. 2 este reprezentată caracteristica tensiune-curent a unui detector cu germaniu pentru tensiune înaltă. Din această

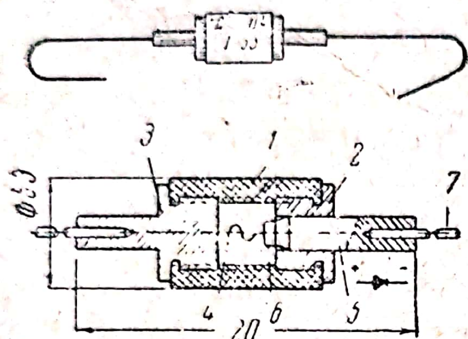


Fig. 1. — Forma exterioară şi o secţiune prin detector de germaniu cu contact punctiform DC-T4 (dimensiunile sînt date în mm) *1* — tub de ceramică; *2* şi *3* — piuliţe metalice; *4* — sonde de wolfram; *5* — suportul cristalului; *6* — cristalul de germaniu; *7* — contactele metalice

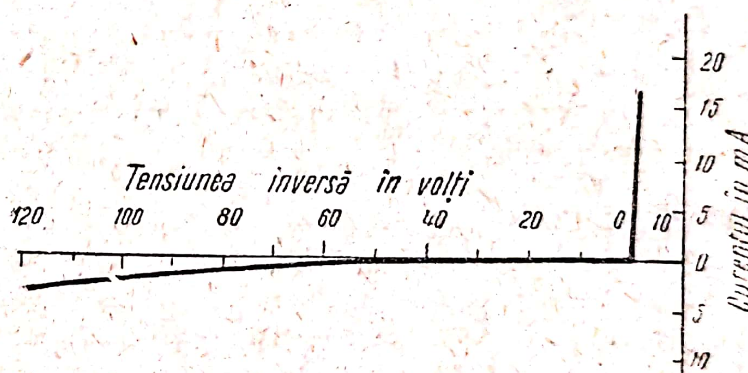


Fig. 2. — Caracteristica curent-tensiune a unui detector cu contact punctiform de germaniu

caracteristică se vede că coeficientul de redresare al detectorului cu germaniu este foarte mare. La tensiuni mici, de ordinul unui volt, el poate atinge valori mai mari de 10^5.

Detectorii cu germaniu fabricaţi de industria sovietică pot funcţiona stabil pînă la frecvenţe de 150 MHz.

In afară de detectorii cu germaniu au căpătat o largă răspîndire şi detectorii cu siliciu în care în locul cristalelor de germaniu sînt montaţi cristale de siliciu.

Detectorii descrişi mai sus se numesc cu contact punctiform fiindcă suprafaţa cristalului redresor este în contact cu un resort metalic ascuţit şi de aceea suprafaţa contactului electric este mică.

Detectorii cristalini cu contact punctiform au căpătat o largă răspîndire în tehnica undelor ultrascurte, fiind practic

de neînlocuit. Capacitatea infimă a detectorului, absența circuitelor de încălzire, dimensiuni de gabarit mici, stabilitatea mecanică înaltă, o mare durată de funcționare, forma caracteristicii tensiune-curent și alte avantaje ale detectorilor cu cristal fac ca ei să fie elemente extrem de importante și necesare în multe dispozitive radiotehnice.

In ultimii ani cercetările aveau ca scop obținerea unui redresor cu semiconductor de mare putere și cu un mare randament au fost încununate de succes. Aceste cercetări au condus la elaborarea unei diode cu germaniu, care a căpătat denumirea de „diodă plană" sau „diodă p-n". Ultima denumire se trage de la cuvintele „pozitiv" și „negativ".

Construcția diodei plane se bazează pe faptul că într-un monocristal de germaniu se creează două domenii cu mecanisme de conductibilitate diferite: conductibilitatea prin găuri și conductibilitatea electronică. Intre domeniul de conductibilitate electronică și domeniul cu conductibilitate prin „găuri" al unui cristal se stabilește o frontieră care a căpătat denumirea de „tranziția p-n". In ce mod se realizează în practică tranziția p-n? Pentru aceasta, în germaniul electronic se introduc adaosuri de elemente din grupa a III-a a sistemului periodic, care-i comunică germaniului un mecanism de conductibilitate electrică prin găuri. Toată finețea tehnologiei constă în faptul că adaosurile introduse nu trebuie să pătrundă prin toată grosimea germaniului ci numai pînă la o anumită adîncime.

In principiu tranziția p-n în germaniu poate fi realizată prin mijloace tehnice diferite, cu ajutorul diferitelor elemente din grupa a III-a a sistemului lui Mendeleev. Astăzi cel mai răspîndit procedeu este următorul: se prepară o placă subțire de dimensiuni mici dintr-un monocristal de germaniu de puritate mare, cu mecanism de conductibilitate electronic, și se introduce prin topire într-una din suprafețe o bucățică de indiu. Procesul de introducere a indiului se face sub vid înaintat. In timpul introducerii indiului și a încălzirii ulterioare, atomii de indiu difuzează pe un front larg pînă la o anumită adîncime a cristalului de germaniu ceea ce are ca rezultat apariția în această zonă a mecanismului de conductibilitate prin găuri. Apoi, de ambele fețe ale cristalului se fixează electrozi de curent, cristalul se fixează într-o montură specială și dioda cu germaniu capătă forma sa definitivă (fig. 3).

Inventarea diodelor cu germaniu plane reprezintă un mare progres. Spre deosebire de alți redresori, diodele cu germaniu au un randament foarte mare, atingînd 98%. In afară de aceasta, diodele cu germaniu pot suporta în sensul opus

tensiuni de peste 600 V. Ele lasă să treacă în sens direct un curent a cărui densitate atinge 10 A/cm^2 la o tensiune de numai 1 V. Durata de funcționare nu este mai mică de 10 000 ore. Diodele cu germaniu au dimensiuni mici, o rezistență mecanică bună, sînt comode în manipulare, prezintă o serie de avantaje serioase față de alte tipuri de redresori. In comparație cu detectorii cu germaniu cu contact punctiform capacitatea diodelor cu germaniu plane este desigur mai mare și de aceea ei nu se utilizează în montajele de unde ultrascurte, dar se utilizează cu succes acolo unde frecvența nu depășește 5.10^4 Hz.

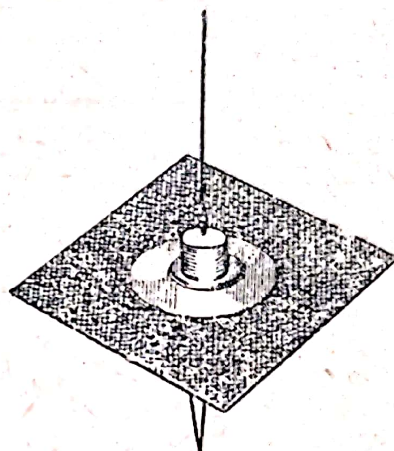


Fig. 3. — Forma exterioară a unei diode plane cu germaniu

Amplificatorii cu cristal

In deceniul al treilea al secolului nostru fizicianul sovietic O. L. Losev a descoperit principiul generării și amplificării semnalelor de radio cu ajutorul unor cristale semiconductoare naturale. Schema de amplificare construită de el „cristadină", căpătase pe atunci o oarecare răspîndire. Dar, odată cu dezvoltarea tuburilor electronice cu vid, ideea cristadinei a fost părăsită. Astăzi, după revenirea la detectorii cu cristal, cercetătorii au început căutarea altor căi de amplificare a oscilațiilor electrice. In 1948, a fost creat primul tip de triodă cu germaniu, cu contacte punctiforme, căreia i s-a dat denumirea de „transistor".

In trioda cu cristal cu contacte punctiforme se utilizează germaniu de conductibilitate electronică și cu rezistivitate $\rho > 10\ \Omega$ cm. Tehnologia fabricării triodei este în multe privințe asemănătoare cu procesele tehnologice folosite la fabricarea detectorilor cu germaniu cu contact punctiform. Dintr-o bucată de germaniu se taie plăci subțiri cu dimensiuni de circa $1{,}5 \times 1{,}5 \times 0{,}5$ mm. Suprafața inferioară a plăcii se metalizează și se servește ca bază a triodei cu cristal. Suprafața superioară se șlefuiește, se polizează și se prelucrează chimic, după care cristalul se sudează pe un piciorus metalic. Pe suprafața superioară a cristalului se fixează la o distanță cuprinsă între 50 și 250 μ două sonde ascuțite, preparate fie din bronz fosforos fie din sîrmă de wolfram. Ambele contacte ale cris-

talului de germaniu cu vîrfurile ascuțite, au caracteristici tensiune-curent corespunzătoare detectorului, cu tensiune de lucru mare în sens opus. Trioda astfel construită se conectează în montajul arătat în fig. 4. Unul din contactele punctiforme (în figura noastră cel din stînga) se numește emitter și, prin analogie cu tubul electronic cu vid, poate fi comparat cu catodul. Al doilea contact punctiform (în figura noastră cel din dreapta) se numește colector și corespunde anodului unui tub

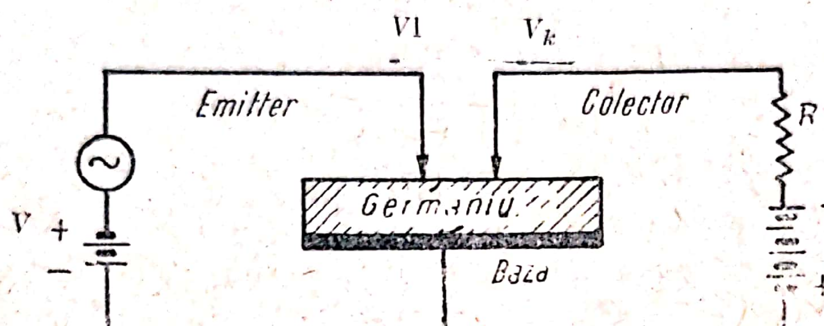


Fig. 4. — Schema de conectare a unui amplificator de cristal

electronic. Pe emitter se aplică un potențial pozitiv mic V_e de la o sursă de tensiune continuă, ceea ce coincide cu sensul de trecere al curentului prin cristal. Pe colector se aplică un potențial negativ față de bază V_k, mai mare în valoare absolută decît potențialul V_e, aplicat pe emitter. Semnul diferenței de potențial între contactul punctiform al colectorului și bază condiționează sensul curentului în circuitul colectorului, care, spre deosebire de curentul emitterului, corespunde sensului de blocare al curentului. Așadar, rezistențele contactelor punctiforme ale emitterului și colectorului diferă pronunțat între ele.

In circuitul emitterului se conectează, așa cum se arată în fig. 4, tensiunea alternativă care trebuie amplificată. In circuitul colectorului se introduce o rezistență suplimentară R de pe care se culege tensiunea alternativă, amplificată de cîteva ori. Deoarece peste tensiunea continuă a emitterului se suprapune tensiunea alternativă a unei surse exterioare, în același timp cu variația potențialului emitterului va varia și curentul din circuitul lui. Această variație a curentului din circuitul emitterului produce o variație corespunzătoare a curentului în circuitul colectorului.

Variații mici ale tensiunii în circuitul emitterului produc variații apreciabile ale tensiunii alternative în circuitul colectorului care se culeg de pe rezistența de sarcină R.

Amplificarea în tensiune a transistorului poate fi de cîteva sute de ori.

Printre avantajele principale ale transistorului trebuie menționate: randamentul mare, care atinge valori de 50% (în timp ce randamentul unui tub electronic reprezintă fracțiuni de procent), dimensiuni și greutate mică, rezistență mecanică mare, economie în exploatare și o mare durată de funcționare.

Construcția amplificatorilor plan cu germaniu se bazează pe realizarea unor tranziții p-n-p sau n-p-n într-un monocristal de germaniu. Ca exemplu, să examinăm pe scurt una din metodele de obținere a unui amplificator p-n-p. Această metodă ne este deja cunoscută. Pe suprafețele opuse ale unei plăci subțiri dintr-un monocristal de germaniu cu conductibilitatea electronică se introduc prin topire bucățele de indiu, element din grupa a treia a sistemului periodic. In procesul de introducere a indiului un anumit număr de atomi de indiu difuzează în germaniu. Datorită acestui fapt mijlocul cristalului de germaniu va avea ca și mai înainte, o conductibilitate electronică, în timp ce regiunile exterioare vor avea o conductibilitate prin găuri. De cele trei regiuni ale cristalului, p, n și p se fixează electrozi cu ajutorul cărora trioda se conectează în montajul respectiv.

Mecanismul de funcționare al amplificatorilor plani cu germaniu diferă în principiu puțin de mecanismul de funcționare al celor punctiformi. Particularitatea esențială care deosebește amplificatorii plani de cei punctuali constă în faptul că puterea la ieșire a primilor este mult mai mare. Pentru unele tipuri de astfel de amplificatori puterea la ieșire poate să atingă 100 W și chiar mai mult.

Apariția diodelor și triodelor cu germaniu deschide noi perspective în radiotehnică. Astăzi se fabrică receptoare și emițătoare de radio care ocupă un volum cu puțin mai mare decît cel ocupat de o cutie de chibrituri. Aceasta a devenit posibil datorită înlocuirii tuburilor electronice cu aparate cu semiconductori. Receptoarele construite cu diode și triode cu germaniu necesită pentru alimentarea lor puteri mici, și aceasta are într-o serie de cazuri o importanță mare și uneori chiar hotărîtoare.

Rezistența mecanică mare a diodelor și triodelor cu germaniu permite aparatelor radiotehnice să funcționeze în condiții care sînt cu greu de admis pentru tuburile electronice.

Bateria solară

Astfel a fost denumit de către inventatorii lui noul element fotoelectric cu siliciu. Elementul fotoelectric cu siliciu a fost creat în 1953 și reprezintă un transformator al energiei

radiante în energie electrică cu un randament foarte mare. Inainte de a trece la descrierea lui trebuie să spunem cîteva cuvinte despre efectul fotoelectric al stratului de baraj. Această formă specifică și interesantă de efect fotoelectric se manifestă prin aceea că într-un sistem format din doi semiconductori cu mecanisme de conductibilitate opuse apare o forță electromotrice sub acțiunea luminii. Dacă ținem o placă de cupru timp de cîteva minute la o temparatură de 1000—1020°C, pe ea se va forma un strat de oxid de cupru Cu_2O. Prin proprietățile sale electrice, acest strat va fi neomogen deoarece oxidul de cupru care este în atingere directă cu placa de cupru, este îmbogățit de atomi de cupru în exces și de aceea prezintă o conductibilitate electronică. Regiunea exterioară a Cu_2O este îmbogățit cu atomi de oxigen în exces, și de aceea are o conductibilitate prin găuri. Așadar, în cazul considerat, se realizează un contact direct al oxidului de cupru cu conductibilitate prin găuri cu oxidul de cupru avînd conductibilitate electronică, adică o tranziție p-n. Aceasta duce la apariția unui strat de baraj, care se localizează pe frontiera dintre oxidul de cupru cu conductibilitate prin găuri și oxidul de cupru cu conductibilitate electronică.

Să depunem acum pe suprafața oxidului de cupru un strat semitransparent subțire de metal, de exemplu de argint. Să ducem de la electrodul semitransparent de argint un conductor spre o bornă a galvanometrului, iar cealaltă bornă a lui să o legăm cu placa de cupru. Acest montaj este caracterizat de faptul că în el nu există o sursă de curent. Să îndreptăm asupra electrodului semitransparent superior de argint un flux de lumină. O anumită fracțiune din lumina incidentă se va reflecta pe stratul de argint, o parte va fi absorbită în grosimea acestui strat și în sfîrșit, partea care rămîne, traversînd argintul, va fi absorbită în oxidul de cupru; se constată că în circuit va apare un curent.

Este evident că în cazul considerat apariția curentului electric se datorește fluxului luminos absorbit de semiconductor. Ce se întîmplă aici? Se constată că lumina absorbită într-un strat de grosime mică al semiconductorului eliberează electroni care devin astfel electroni de conductibilitate. Deplasarea acestor electroni prin stratul de baraj va conduce la faptul că electrodul semitransparent de argint se va încărca pozitiv, iar suportul de cupru se va încărca negativ. Intre electrozi apare o diferență de potențial, care produce curentul în circuit.

Descoperirea efectului fotoelectric al stratului de baraj a lărgit posibilitățile de utilizare practică a semiconductorilor

şi a fost pus la baza construcţiei elementelor fotoelectrice cu strat de baraj, aparate care transformă în modul cel mai direct energia radiantă în energie electrică.

Elementul fotoelectric cu sulfură de taliu elaborat de către B. T. Kolomieţ în laboratorul acad. A. F. Ioffe, are un randament de 1,1%. Drept o nouă cucerire a ştiinţei trebuie considerată apariţia elementului fotoelectric cu siliciu.

Siliciul este un element care are proprietăţi de semiconductor şi este situat în grupa a IV-a a sistemului periodic, fiind al doilea dintre elementele cele mai răspîndite în natură. Greutatea lui atomică este de 28,06, iar numărul de ordine 14. Temperatura de fuziune a siliciului cristalizat este de 1415°C, iar temperatura de fierbere 2360°C. Conductibilitatea electrică a siliciului, în funcţie de tipul şi cantitatea adaosurilor introduse în el, oscilează în limite destul de largi : de la $7.10^{2}\ \Omega^{-1}\ cm^{-1}$ la $10^{-2}\ \Omega^{-1}\ cm^{-1}$. Ultima cifră caracterizează conductibilitatea electrică specifică a siliciului pur. Ca şi celelalte trei elemente din grupa a IV-a carbonul (diamantul), germaniul şi staniul cenuşiu — siliciul are o reţea de tipul diamantului.

Tehnologia fabricării elementului fotoelectric cu siliciu este destul de complicată. Mai întîi, din siliciu topit se formează monocristale mari. Pentru aceasta în siliciul topit se cufundă un mic cristal de siliciu care apoi se ridică încet în sus. In procesul de ridicare lentă a micului cristal, începe formarea treptată a monocristalului de siliciu, care poate ajunge la dimensiuni destul de mari.

Monocristalele cu siliciu se taie în plăci subţiri de formă dreptunghiulară. Placa de cristal astfel obţinută, are o conductibilitate electronică.

Pentru fabricarea fotoelementului cu strat de baraj, una din suprafeţele plăcii de siliciu cu conductibilitate electronică, se acoperă cu un strat subţire şi uniform de bor şi se încălzeşte un anumit timp în vid înaintat. Timpul de încălzire se alege astfel, încît atomii de bor să aibă timp să difuzeze în interiorul plăcii numai la o adîncime mică. Deoarece adaosul de bor la siliciu îi comunică acestuia din urmă o conductibilitate prin găuri, rezultă că o parte a plăcii de siliciu va avea o conductibilitate prin găuri, iar cealaltă parte o conductibilitate electronică. La frontiera dintre cele două părţi se formează o tranziţie p-n şi în consecinţă un strat de baraj. Pe cele două suprafeţe ale plăcii de siliciu astfel preparate, se depun apoi electrozi metalici subţiri. Randamentul elementului fotoelectric cu siliciu atinge 6%.

Elementele fotoelectrice individuale pot fi legate între ele în serie și paralel, obținînd astfel o baterie fotoelectrică, al cărei aspect exterior este arătat în fig. 5. O astfel de baterie poate fi utilizată pentru încărcarea acumulatorilor, alimentarea receptorilor de radio portabile, a stațiilor de telefon etc. Valoarea mare a randamentului elementului fotoelectric cu siliciu

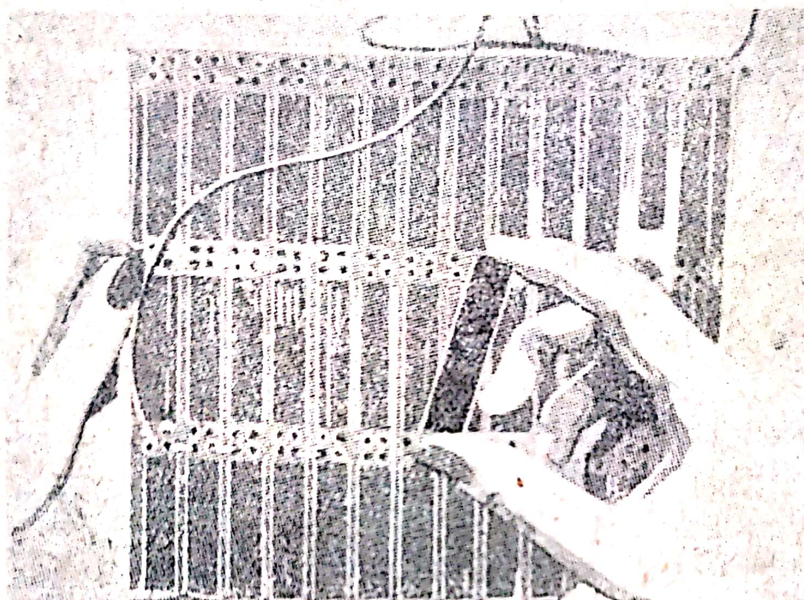


Fig. 5. — Aspectul exterior al bateriei solare

deschide largi perspective pentru utilizarea lui în scopuri pur energetice. Chiar în stadiul actual al tehnicii fotoelectrice, fotoelementele cu siliciu ne permit să obținem într-o zi însorită pînă la 50 W de energie electrică de pe fiecare metru pătrat de suprafață. Trebuie avut în vedere că, spre deosebire de alți transformatori de energie, durata de funcționare a fotoelementelor cu semiconductori poate fi foarte mare, iar în unele cazuri, practic nelimitată.

Bateria atomică

Această denumire răsunătoare și promițătoare, aparține în realitate unui mic aparat a cărui construcție este foarte apropiată de construcția unui fotoelement cu strat de baraj. Bateria atomică este una din ultimele invenții în domeniul electronicii semiconductorilor; date asupra bateriei au început să fie publicate începînd din februarie 1954. Cum este construită această baterie?

Construcția acestui aparat nu diferă în principiu prin nimic de construcția fotoelementelor cu strat de baraj și în particular de bateria solară. In ambele cazuri există un semiconductor electronic, care este în contact cu un semiconductor „prin găuri", un strat de baraj, electrozi metalici. In construcția bateriei atomice există însă o particularitate care o deosebește de fotoelementul cu strat de baraj : pe suprafața liberă a monocristalului de siliciu se depune un strat subțire de stronțiu radioactiv, iar peste el un electrod. Stronțiul emite electroni de mare energie care pătrund în placa de siliciu și produc în ea apariția electronilor de conductibilitate. Fiecare electron rapid creează în siliciu 200 000 electroni secundari de conductibilitate, care difuzează către unul din electrozi și ca rezultat se creează o diferență de potențial care atinge 0,2 V. Curentul de scurt circuit al unui element cu siliciu cu o suprafață de 0,32 cm^2 este de $5\mu A$. Randamentul este de 1%, însă inventatorii bateriei afirmă că el poate fi mărit pînă la 10%. Dat fiind că perioada de înjumătățire a stronțiului este destul de mare, durata de funcționare a bateriei este de cel puțin 20 de ani.

Mai multe plăci de siliciu legate în serie și paralel formează o baterie, care poate fi utilizată cu succes pentru alimentarea emițătorilor de radiotelegrafie, a receptoarelor și a altor aparate electronice construite cu diode și triode cu cristal.

După cum se poate vedea ușor, fenomenele care au loc în bateria atomică sînt analoge cu fenomenele care se produc în orice fotoelement cu strat de baraj. Singura deosebire între elementul fotoelectric și bateria atomică constă în faptul că în primul caz semiconductorul este iradiat cu lumină, iar în al doilea caz cu electroni.

Inventarea bateriei atomice reprezintă incontestabil un mare succes. După ce randamentul bateriei va fi mărit, limitele ei de aplicabilitate se vor lărgi apreciabil.

Microrezistența termică

La Institutul de agrofizică din Leningrad, V. G. Karmanov, a creat un aparat remarcabil : microrezistența termică „Igla" (Acul). Inainte de a trece la descrierea lui, reamintim că rezistența specifică a semiconductorilor depinde mult de temperatură : în timp ce coeficientul termic al rezistenței pentru metalele pure are o valoare cuprinsă între 0,03 și 0,004 pentru 1°C (la temperatura camerei), la semiconductori el este în multe cazuri cu mai mult de 10 ori mai mare și uneori atinge 0,06

pentru 1°C. In afară de aceasta, spre deosebire de metale, la semiconductori semnul coeficientului termic al rezistenței este negativ.

Dependența mare a rezistenței electrice a semiconductorilor de temperatură a permis construirea unor rezistențe termice sensibile — a termistorilor.

In principiu, construcția rezistenței termice este simplă. Unei bucăți de semiconductor i se dă o formă de fir, bară, placă dreptunghiulară, sferă sau oricare altă formă. Cu ajutorul unor electrozi adecuați, termistorul se conectează în montajul respectiv. Rezistența ohmică a termistorilor se alege mult mai mare decît rezistențele celorlalte elemente ale montajului. De aceea, atunci cînd în montaj circulă un curent, valoarea lui este în esență determinată de rezistența ohmică a termistorului sau, în ultimă instanță, de temperatura lui. Odată cu creşterea temperaturii termistorului, curentul din circuit creşte şi invers, odată cu coborîrea temperaturii, curentul se micşorează.

Termistorii se confecționează din diferiți semiconductori. Printre ei cei mai răspîndiți sînt : MgO, CaO, BaO, TiO_2, Cr_2O_3, Mn_3O_4, Mn_2O_7, Fe_2O_3, Fe_3O_4, NiO, CuO, Cu_2O, ZnO, CdO, CeO_4, WO_3 UO_2, Ag_2S, Bi_2S_3, Te.

Pentru rezolvarea a numeroase probleme, trebuie să avem o rezistență termică cu o inerție cît mai mică şi cu dimensiuni mici. V. G. Karmanov a reuşit să învingă o serie de dificultăți şi să creeze, mai multe tipuri de rezistențe termice cu mică inerție. Construcția uneia dintre microrezistențele termice ale lui V. G. Karmanov se vede în fig. 6. Semiconductorul are forma unei sfere cu diametrul între 50 μ şi 1 mm. In sferă sînt montați doi electrozi pentru curent, confecționați din sîrmă de platină. Atît sfera de semiconductori, cît şi electrozii de platină sînt presați în sticlă. Grosimea peliculei de sticlă care înconjoară sfera de semiconductori este de numai 30—50 μ. La o distanță de circa 2,5 mm de centrul sferei conductorii de platină se leagă prin sudură electrică prin puncte, de nişte conductori de nichel cu o grosime de 50—100 μ. Pentru izolație, fiecare din conductorii de nichel este aşezat într-un tub de sticlă. Lungimea corpului de sticlă al microrezistenței termice variază, în funcție de tipul ei, între 3 şi 100 mm. Astfel de microrezistențe termice au o inerție foarte mică, de ordinul a 0,02 s şi pot funcționa într-un interval de temperatură relativ mare, de la —70 la +250°C.

Dimensiunile mici şi inerția termică mică a microrezistențelor termice au condiționat larga lor utilizare în cele mai variate domenii ale ştiinței şi tehnicii. Conectat în unul din brațele punții lui Wheatstone, microtermistorul permite măsu-

rarea temperaturii cu o mare precizie și foarte repede. Cu ajutorul acestei metode au fost determinate temperaturile frunzelor multor plante aflate în diferite condiții de existență și au fost studiate procesele schimbului lor de căldură cu mediul exterior. Microrezistența termică poate fi introdusă în vasele sanguine sau într-un organ bolnav al omului pentru stabilirea unui diagnostic.

Numărul montajelor cu rezistențe termice folosite în practică este destul de mare. Cu ajutorul acestor montaje se pot

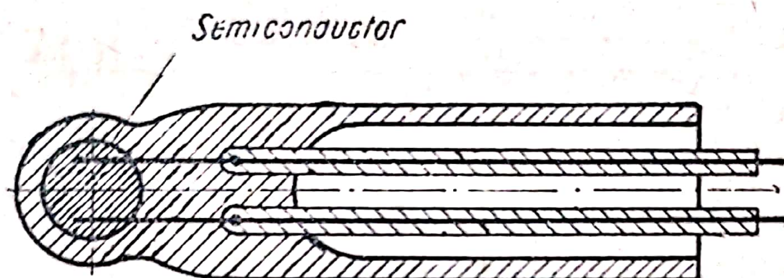


Fig. 6. — Construcția microrezistenței termice a lui V. G. Karmanov

măsura vitezele de mișcare ale mediilor lichide și gazoase, se poate regla temperatura, se poate stabiliza o tensiune electrică, se poate determina gradul de vidare într-un recipient, se pot face măsurători de înaltă frecvență, se pot compensa variațiile unor mărimi fizice, se poate determina conductibilitatea termică a corpurilor solide și lichide, se poate studia cinetica unor reacții chimice, se poate efectua analiza gazelor etc.

Frigiderul termoelectric

In 1834 fizicianul francez Peltier a descoperit un fenomen ale cărui posibilități tehnice au fost apreciate complet abia în ultimul timp. Acest fenomen constă în următoarele: dacă construim un circuit din 3 conductori ABA și-i legăm între ei astfel încît conductorii de la margine să fie din același material iar conductorul de la mijloc să fie din alte materiale (fig. 7) și apoi conectăm întregul sistem la un acumulator, în circuit va începe să curgă un curent continuu. In punctul de contact al conductorului A cu conductorul B se va degaja a anumită cantitate de căldură, iar în punctul de contact al conductorului B cu conductorul A se va absorbi o anumită cantitate de căldură.

S-a constatat că cantitatea de căldură Q degajată în sudură, sau invers, în cazul sensului invers al curentului — absorbită de sudură, este proporțională cu intensitatea curentului J și cu timpul t; $Q = \pi Jt$, unde π este coeficientul lui Peltier, numeric egal cu cantitatea de căldură degajată sau absorbită în sudură, atunci cînd prin ea trece o unitate de cantitate de electricitate (se înțelege că este vorba de căldura degajată în plus de sudură peste căldura Joule). Intre coeficientul

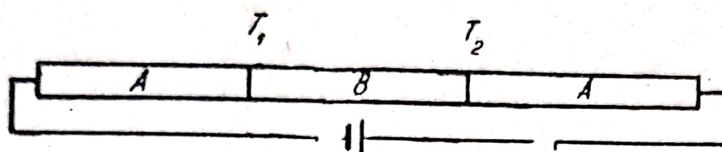


Fig. 7. — Circuit Peltier compus din trei conductori

lui Peltier π și coeficientul α al forței termoelectrice, există o relație: aceste mărimi sînt proporționale. Prin urmare, la fel ca și în cazul fenomenelor termoelectrice, efectul Peltier se manifestă deosebit de puternic în cazul contactului a doi semiconductori și nu a două metale.

A. F. Joffe a atras atenția cercetătorilor asupra posibilității de a se obține frig cu ajutorul fenomenului Peltier în semiconductori. Astăzi s-a conturat deja prima aplicație practică: crearea unui frigider pentru uzul casnic.

La baza construcției frigiderului termoelectric sînt puse aceleași principii care sînt folosite și în generatorul termoelectric. La fel ca și pentru un generator termoelectric, aici au o mare importanță: conductibilitatea electrică specifică σ, coeficientul α al forței termoelectromotoare, coeficientul de conductibilitate termică χ. Pentru a obține un efect cît mai mare, trebuie să folosim semiconductori cu valori σ și α cît mai mari și valori χ cît mai mici.

Din semiconductori cu proprietăți termoelectrice adecvate, se confecționează elemente, avînd de exemplu forma unui paralelipiped. Apoi elementul cu conductibilitate electronică se conectează cu un element care are conductibilitate prin găuri. Acest element se conectează la rîndul lui cu un al treilea element, din nou electronic; al treilea element se conectează cu al patrulea etc. Se obține o baterie compusă dintr-un număr oarecare de elemente, conectate în serie. In această baterie elementele electronice alternează cu elementele de conductibilitate prin găuri (fig. 8).

In funcție de sensul curentului care circulă prin baterie, unul dintre sistemele de suduri ale elementelor electronice cu elementele „prin găuri" se va răci, în timp se celălalt sistem de suduri se va încălzi. Toate sudurile care ce răcesc se așază în spațiul interior al dulapului frigiderului. Sudurile care se încălzesc se leagă cu discuri metalice de răcire. Așadar, atunci cînd la sudurile exterioare se extrage continuu căldură și ele se găsesc la o anumită temperatură T_1, sudurile interioare vor avea în acest caz o temperatură mai joasă T_2. Alegînd în mod convenabil parametrii elementelor termoelectrice ale frigoriferului, adică α, σ și χ, putem obține o scădere apreciabilă a temperaturii sudurilor interioare.

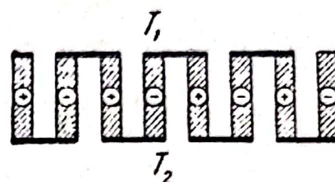


Fig. 8. — Bateria frigiderului termoelectric, compusă din elemente semiconductoare avînd alternativ conductibilitate electronică și conductibilitate prin găuri

Frigiderele termoelectrice au multe avantaje : ele nu au nici un fel de părți mobile și durata lor de funcționare este de mai mulți ani. Printr-o alegere rațională a parametrilor elementelor semiconductoare, randamentul frigiderului poate fi destul de mare.

In fenomenul Peltier, datorită trecerii curentului printr-un sistem de semiconductori neomogeni, unele suduri se răcesc în timp ce celelalte se încălzesc. Această proprietate importantă poate fi folosită cu succes, pentru obținerea termoelectrică a frigu ui. Pe de altă parte, cu ajutorul aceluiași efect Peltier, putem obține în loc de frig, căldură. Intr-adevăr, dacă construim o baterie termoelectrică astfel încît sudurile care se încălzesc să fie introduse în interiorul camerei, iar cele care se răcesc în exteriorul ei, atunci, dacă prin acest sistem va circula un curent continuu în sensul dorit, camera se va încălzi pe seama energiei termice a aerului exterior, adică pe seama răcirii „străzii".

Ideea remarcabilă a utilizării efectului Peltier pentru încălzirea clădirilor emisă pentru prima dată de acad. A. F. Ioffe, se bazează în primul rînd pe legile riguroase ale termodinamicii și în al doilea rînd, oglindește faptul important că semiconductorii au proprietăți termoelectrice pronunțate.

Deoarece este imposibil să epuizăm complet expunerea ultimelor aplicații ale semiconductorilor, ne-am mulțumit să dăm descrieri succinte ale cîtorva aparate mai importante bazate pe semiconductor, apărute în ultimii zece ani.

Semiconductorii reprezintă unul dintre cele mai noi domenii ale fizicii, al cărui ritm de dezvoltare se accelerează din



ce în ce mai mult. Un număr tot mai mare de cercetători se ocupă de electronica semiconductorilor. Fiecare zi aduce ceva nou, important şi interesant în acest domeniu — unul dintre cele mai inaintate domenii ale fizicii şi tehnicii contemporane.

BIBLIOGRAFIE

1. A. F. Ioffe, Poluprovodmikii v sovremennoi fizike (Semiconductorii în fizica modernă), Priroda, 1952, nr. 12.
2. A. F. Ioffe, Poluprovodnikii (Semiconductorii), Izd. AN SSSR 1955.
3. A. F. Ioffe, Termoelectricestvo v poluprovodnikah (Termoelectricitatea în semiconductori), Jurnal Tehniceskoi Fiziki, 1953, vol. 23, nr. 8.
4. A. F. Ioffe, Poluprovodniki v sovremennoi fizike (Semiconductorii în fizica modernă), Izd. AN SSSR, 1954.
5. E. I. Pumper. Kristaliceskie diodî i triodî (Diodele şi triodele cu cristal), Goseneregoizdat, 1953.
6. Poluprovodnikovie electronnie priborî (Aparate electronice cu semiconductori), Culegere de traduceri sub redacţia lui A. V. Rjanov, Izd. imostrannoi literaturî, 1953.
7. Deistvie izlucenii na poluprovodniki i izolatorî (Efectele radiaţiilor asupra semiconductorilor şi izolatorilor), Culegere de traduceri sub redacţia lui S. M. Rîvkin, Izd. inostrannoi literaturî, 1954.

TABLA DE MATERII